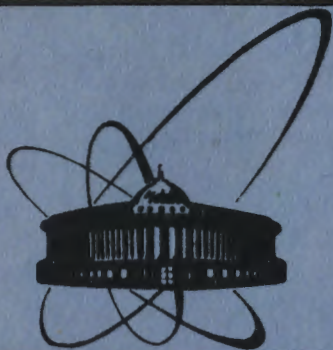


12/xii-83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

6491/83

1-83-616

М.Х.Аникина, Г.Л.Варденга, М.Газдзицкий,
А.И.Голохвастов, Е.С.Кузнецова, Ю.Лукстиньш,
Л.С.Любимова, Э.О.Оконов, Т.Г.Останевич,
С.А.Хорозов

А-ЗАВИСИМОСТЬ
ВЫХОДА КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ
И ЛЕГКИХ ЯДЕР
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P_0 = 4,5$ ГэВ/с НА НУКЛОН

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Во взаимодействиях частиц с ядрами образуются кумулятивные протоны /протоны с импульсами, запрещенными для взаимодействий со свободными нуклонами^{/1/}.

Обычно изучаются протоны, вылетающие из ядра-мишени в заднюю полусферу с кинетической энергией (Т), значительно превышающей испарительную^{/2/}.

При энергии падающих частиц $E_0 \geq 4$ ГэВ и фрагментирующих ядрах с $A_T \geq 12$ спектры этих протонов подчиняются простой зависимости

$$E \frac{d\sigma}{dT} = G(A_p, A_T) \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right), \quad /1/$$

где T_0 не зависит от частицы-снаряда (A_p), ядра-мишени (A_T) и энергии E_0 , а G не зависит от E_0 ^{/3/}.

Если описывать зависимость выхода кумулятивных протонов G от A_T степенной функцией, то для взаимодействий γ , π , p с ядрами $A_T \geq 12$ приблизительно получается^{/2,3,4/}:

$$G(A_T) \sim A_T^{1,3 \pm 1,4}. \quad /2/$$

Такая же зависимость получена в ядро-ядерных соударениях, где использовались ядра-снаряды до ^{40}Ar , правда, при меньшей энергии: 2,1 ГэВ/нуклон^{/5/}.

На зависимость G от A_p есть разные точки зрения. В работе^{/3/} утверждается, что $f = G/\sigma_{A_p A_T}$ не зависит от A_p и является универсальной функцией, а в работе^{/6/} предполагается, что такой функцией является величина $f' = G/\sigma_{N A_p}$. Разделить эти две возможности до сих пор было трудно, т.к. $\pi^{\pm} A_T$ - и $p A_T$ -взаимодействия, изучение которых привело к утверждению, что универсальной функцией является f , имеют примерно одинаковые отношения сечений $\sigma_{A_p A_T}$ и $\sigma_{N A_p}$; для γA_T -взаимодействий^{/4/} не приведена нормировка на число γ -квантов, а в^{/5/} первичная энергия может оказаться недостаточной для выполнения универсальной зависимости /1/.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению зависимости выхода кумулятивных протонов /а также d и T/G от A_p и A_T во взаимодействиях ядра с ядром. Кроме неупругих изучены также и центральные столкновения, где вклад многочастичных взаимодействий должен быть больше, чем в размазанных по прицель-

ному параметру неупругих взаимодействий, и легче могут проявиться какие-либо дополнительные коллективные эффекты.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Результаты получены на установке СКМ-200^{/7/} с двухметровой стримерной камерой в магнитном поле при использовании чистых мишеней ¹²C, ⁶⁴Cu и ²⁰⁷Pb, расположенных внутри чувствительного объема камеры на расстоянии 60 см от входа пучка. Мишенью служил также чистый Ne /газ-наполнитель камеры/. Облучения проведены на выведенных пучках ядер ⁴He, ¹²C и ¹⁶O /4,5 ГэВ/с на нуклон/ синхрофазотрона ОИЯИ.

Были измерены импульсные и угловые характеристики положительных частиц, вылетевших под углом $\theta \geq 120^\circ$ к пучку. Точность измерения импульсов в интервале 300-1000 МэВ/с для частиц, вылетающих в заднюю полусферу, составляет 5-10%, точность реконструкции углов вылета $\approx 1^\circ$. Идентификация частиц производилась путем визуальной оценки их ионизации с учетом импульсов и углов вылета частиц при сравнении с идентифицированными электронами, π^- -мезонами и пучковыми ядрами ⁴He. Поскольку в стримерной камере при увеличении глубинных углов плотность почернения трека резко возрастает, относительное число частиц разного типа определялось в областях надежной идентификации /в конусе $120^\circ < \theta < 180^\circ$, но в узких областях азимутального угла, выделяющих частицы, вылетевшие с глубинными углами не более 15° /. В результате для каждой пары взаимодействовавших ядер были выделены две группы частиц: 1 - протоны совместно с π^+ -мезонами /обозначим эту группу "p"/ и 2- дейтроны совместно с ядрами трития /группа "d+T"/. По оценкам, сделанным по измеренным трекам π^- -мезонов, примесь π^+ -мезонов в протонах составляет 1-5%. Группа "d+T" содержит примерно 70-80% дейтронов и 30-20% ядер трития /по данным^{/8/} /.

Установить надежность визуального разделения частиц довольно трудно, однако сделанный нами анализ показывает, что отношение N_p/N_{d+t} определено с точностью 7-12%.

Для исследования A-зависимостей для групп "p" и "d+T" были вычислены средние множественности на единицу телесного угла ($\frac{\langle n \rangle}{\Omega}$) кумулятивных частиц, испущенных в угловом интервале

$120^\circ \div 180^\circ$ относительно пучка с импульсами более 340 МэВ/с:

$$\frac{\langle n \rangle}{\Omega} \equiv \frac{1}{\Omega \sigma_{A_p A_T}^{in}} \cdot 2\pi \int_{120^\circ}^{180^\circ} \int_{340 \text{ МэВ/с}}^{P_{max}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} dp \sin\theta d\theta \sim \frac{G(A_p, A_T)}{\sigma_{A_p A_T}^{in}} \cdot /3/$$

Величины $\langle n \rangle / \Omega$ были получены также и для центральных столкновений при отборе событий, не имеющих заряженных стриппинговых частиц, вылетевших вперед в конусе 4° /об отборе центральных столкновений по стриппинговым частицам см.^{/9/} /.

Исследованные взаимодействия пар ядер $A_p A_T /in$ - неупругие, centr - центральные/; число событий для каждой пары $N_{собр.}$; неупругие сечения $\sigma_{A_p A_T}$; средние множественности в единицу

телесного угла для "p" ($\frac{\langle n_p \rangle}{\Omega}$) и "d+T" ($\frac{\langle n_{d+T} \rangle}{\Omega}$) с импульсом более 340 МэВ/с, отобранных в угловом интервале $120^\circ \div 180^\circ$.

$A_p A_T$	$N_{собр.}$	$\sigma_{A_p A_T}^{in}$ Мб./10/	$\frac{\langle n_p \rangle}{\Omega} \cdot 10^2$	$\frac{\langle n_{d+T} \rangle}{\Omega} \cdot 10^2$
HeC ⁱⁿ	2285	450 \pm 20	0,80 \pm 0,15	0,13 \pm 0,08
HeC ^{centr}	661	-	1,09 \pm 0,3	-
HeNe ⁱⁿ	2025	615 \pm 40	1,40 \pm 0,21	0,26 \pm 0,14
HeNe ^{centr}	347	-	1,66 \pm 0,47	-
HeCu ⁱⁿ	614	1150 \pm 50	4,31 \pm 0,70	1,96 \pm 0,55
HeCu ^{centr}	611	-	5,90 \pm 0,87	2,68 \pm 0,75
HePb ⁱⁿ	787	2400 \pm 170	8,20 \pm 0,98	7,03 \pm 0,92
HePb ^{centr}	375	-	13,80 \pm 1,67	11,80 \pm 1,50
CC ⁱⁿ	1715	780 \pm 30	0,81 \pm 0,17	0,14 \pm 0,08
CNe ⁱⁿ	987	1040 \pm 60	1,95 \pm 0,34	0,34 \pm 0,19
CCu ⁱⁿ	548	1700 \pm 90	6,23 \pm 0,97	2,81 \pm 0,80
CCu ^{centr}	57	-	16,00 \pm 3,40	7,60 \pm 2,50
CPb ^{centr}	791	-	27,2 \pm 2,9	23,2 \pm 2,9
OPb ^{centr}	334	-	30,4 \pm 3,3	25,9 \pm 2,9

Для анализа результатов использовались сечения $\sigma_{A_p A_T}^{in}$, полученные ранее на той же установке^{/10/}.

Таблица содержит информацию об исследованных группах взаимодействий /неупругих - с индексом "in" и центральных - с индексом "centr"/, о числе событий в каждой группе, о соответствующих сечениях неупругих процессов, а также значения $\frac{\langle n \rangle}{\Omega}$ для протонов ($\frac{\langle n_p \rangle}{\Omega}$) и "d+t" ($\frac{\langle n_{d+T} \rangle}{\Omega}$). Ошибки включают в себя статистические ошибки и неопределенность в идентификации частиц /см. выше/.

Для сопоставления наших результатов с результатами протон-ядерных экспериментов нами были взяты из работы^{/11/} данные о вы-

ходах протонов с кинетической энергией $60 \text{ МэВ} \leq T \leq 200 \text{ МэВ}$ под углом 120° и 180° к пучку при импульсе первичных протонов 5 ГэВ/с . Были использованы также измерения выходов дейтронов и ядер трития с импульсами $500 \pm 700 \text{ МэВ/с}$ под углами 120° , 162° и 180° при начальном импульсе $8,9 \text{ ГэВ/с}^{18/}$. Все эти данные были приведены к условиям нашего эксперимента с помощью экстраполяции, а затем интегрирования по углам и импульсам. При этом предполагалось, что нет никаких особенностей в угловых распределениях.

Неупругие сечения для pA взяты из работы^{12/}.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис.1 показана зависимость средней множественности кумулятивных протонов $\frac{\langle n_p \rangle}{\Omega}$ от ядра-мишени A_T при разных частицах-снарядах A_p . Согласно гипотезе ядерного скейлинга^{13/} все точки, приведенные на этом рисунке, должны бы лежать на одной кривой. Видно, что это может быть справедливо только для легких ядер-мишеней.

На рис.2 приведена зависимость $\frac{\langle n_p \rangle}{\Omega}$ для двух A_T/Cu и $\text{Pb}/$ от расчетной величины $\bar{\nu}_T^{\text{prod.}}$ - среднего числа неупруго взаимодействовавших нуклонов ядра A_T . В модели малонуклонных корреляций^{16/} средняя множественность кумулятивных протонов в первом приближении должна быть пропорциональна этому числу.

Величина $\bar{\nu}_T^{\text{prod.}}$ вычислялась по обычной формуле

$$\bar{\nu}_T^{\text{prod.}} = \frac{A_T \cdot \sigma_{NA_p}^{\text{prod.}}}{\sigma_{NA_p}^{\text{in}}} \quad /4/$$

Для центральных взаимодействия применялась приближенная формула

$$\bar{\nu}_T^{\text{prod.}} = \frac{A_T \cdot \sigma_{NA_p}^{\text{prod.}}}{\sigma_{NA_T}^{\text{in}}} \quad /5/$$

где $\sigma_{NA}^{\text{prod.}}$ - сечение взаимодействия нуклона с ядром в случае, когда рождается хотя бы один мезон^{10/}. Использование в формулах /4/ и /5/ $\sigma^{\text{prod.}}$ вместо $\sigma^{\text{tot.}}$ связано с тем, что по модели МНК разрушение парной корреляции в ядре и рождение кумулятивного нуклона может происходить только при большой передаче импульса, характерной для неупругого взаимодействия с рождением хотя бы одного мезона.

На рисунок нанесены также протон-ядерные данные^{11/}, но фитирование кривых выполнено только по нашим точкам, т.к. трудно учесть дополнительную ошибку, внесенную при пересчете данных к условиям нашего эксперимента. Видно, что в пределах ошибок

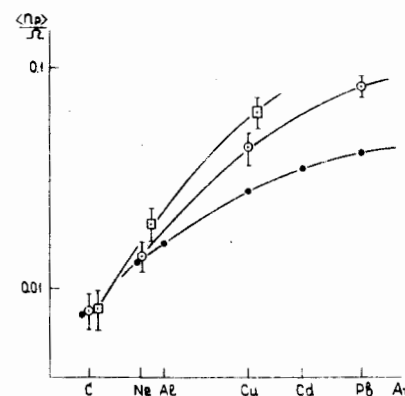


Рис.1. Зависимость средней множественности "p" от ядра-мишени A_T . Обозначения: \bullet - $pA_T/11/$, \circ - HeA_T , \square - CA_T .

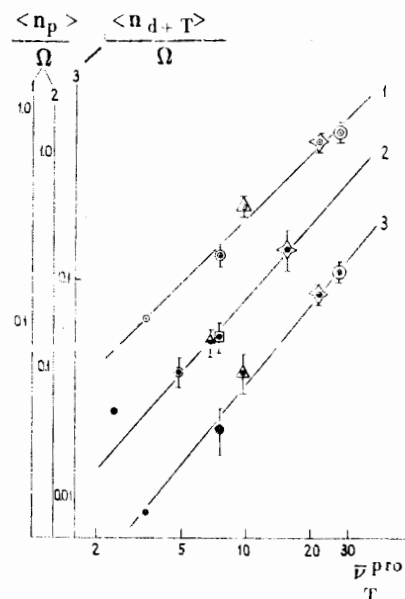


Рис.2. Зависимость средней множественности "p" и "d+T" от числа неупруго взаимодействовавших нуклонов ядра-мишени $\bar{\nu}_T^{\text{prod.}}$. Обозначения и наклоны γ при аппроксимации зависимости функцией $\bar{\nu}_T^\gamma /$.

Кривая 1:
 \circ - $p\text{Pb}/11/$, \odot - $He\text{Pb}in$, \triangle - $He\text{Pb}centr$,
 \diamond - $C\text{Pb}centr$, \ominus - $O\text{Pb}centr$, $\gamma = 0,99 \pm 0,04$.

Кривая 2:
 \bullet - $p\text{Cu}/11/$, \odot - $He\text{Cu}in$, \triangle - $He\text{Cu}centr$,
 \square - CCu , \diamond - $CCucentr$, $\gamma = 1,10 \pm 0,25$.

Кривая 3:
 \circ - $p\text{Pb}/8/$, \odot - $He\text{Pb}in$, \triangle - $He\text{Pb}centr$,
 \diamond - $C\text{Pb}centr$, \ominus - $O\text{Pb}centr$, $\gamma = 1,22 \pm 0,15$.

Кривые 1 и 2 относятся к "p" с импульсом $\geq 340 \text{ МэВ/с}$. Кривая 3 - к "d+T" с импульсом $\geq 500 \text{ МэВ/с}$.

средние множественности кумулятивных протонов пропорциональны $\bar{\nu}_T^{\text{prod.}}$, в том числе и для центральных взаимодействий. Анализ рис.1 и 2 показывает, что универсальной функцией, не зависящей от A_p , является $f' = G / \sigma_{NA_p}$.

На рис.2 приведены также данные по суммарной множественности "d+T" с импульсом $P \geq 500 \text{ МэВ/с}$ и точка из протон-ядерного эксперимента^{15/}. Видно, что величина $\frac{\langle n_{d+T} \rangle}{\Omega}$ тоже примерно пропорциональна $\bar{\nu}_T^{\text{prod.}}$. Если дейтроны образуются в результате слипания нуклонов, это означает, что пространственный радиус коалесценции невелик по сравнению с размерами области рождения кумулятивных нуклонов. В противном случае множественность дейтронов росла бы как $\bar{\nu}_T^2$, а триггив - как $\bar{\nu}_T^3$.

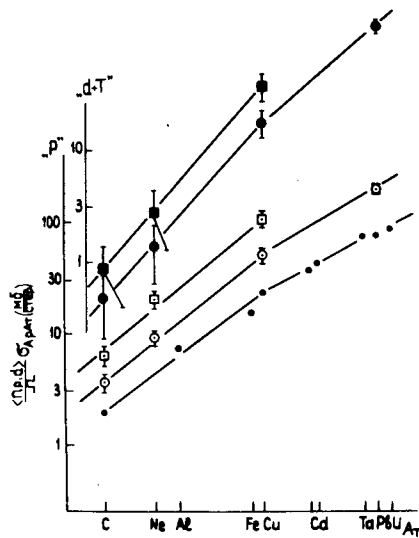


Рис.3. Зависимость инклюзивного сечения выходов "р" и "d+T" в неупругих взаимодействиях от массы ядра-мишени A_T . Обозначения и наклоны α /при аппроксимации зависимости функцией A_T^α / для интервала $12 \leq A_T \leq 64$.

"р": $\bullet - p A_T^{1/11}$, $\alpha = 1,39 \pm 0,07$,
 $\circ - \text{He} A_T$, $\alpha = 1,55 \pm 0,13$, $\square - \text{Ca} A_T$, $\alpha = 1,63 \pm 0,14$;
 "d+T": $\bullet - \text{He} A_T$, $\alpha = 2,20 \pm 0,35$,
 $\blacksquare - \text{Ca} A_T$, $\alpha = 2,25 \pm 0,32$.

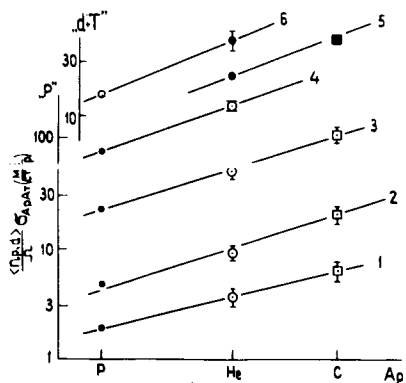


Рис.4. Зависимость инклюзивного сечения выходов "р" и "d+T" в неупругих взаимодействиях от массы ядра-снаряда A_p . \circ - выход "d+T" в $p A_T^{1/8}$. Остальные точки обозначены так же, как на рис.3.

β - наклон кривых при аппроксимации функцией A_p^β . "р": кривая 1 - взаимодействия $A_p \text{C}$, $\beta = 0,5 \pm 0,1$; кривая 2 - $A_p \text{Ne}$, $\beta = 0,6 \pm 0,1$; кривая 3 - $A_p \text{Cu}$, $\beta = 0,6 \pm 0,1$; кривая 4 - $A_p \text{Pb}$, $\beta = 0,7 \pm 0,1$. "d+T": кривая 5 - $A_p \text{Cu}$, $\beta = 0,68$; кривая 6 - $A_p \text{Pb}$, $\beta = 0,8$.

Используя приведенные в таблице множественности и сечения неупругих взаимодействий, можно вычислить инклюзивные сечения выхода "р" и "d+T":

$$G(A_p, A_T) \sim \frac{\langle n \rangle}{\Omega} \cdot \sigma_{A_p A_T}^{\text{in}} \quad /6/$$

На рис.3 приведена зависимость этой величины от массы фрагментирующего ядра A_T . Здесь же представлены данные протон-ядерного эксперимента^{/11/}. Видно, что характер A_T -зависимости выхода

протонов примерно одинаков для столкновений p, He и C с ядрами. Есть, правда, указание на некоторое увеличение наклона кривой с ростом A_p . $G(A_T) \sim A_T^{1,5 \pm 0,1}$ для $12 \leq A_T \leq 64$. При $A_T > 64$ наклон уменьшается и α приближается к 1. Надо заметить, что A_T^α -зависимость с $\alpha \geq 1$ наблюдается и в некумулятивной области. Например, выход испарительных протонов /под всеми углами и с энергией больше 45 МэВ/ в He A_T -взаимодействиях дает зависимость $A_T^{1,1/13,14}$.

На рис.4 приведена зависимость выхода "р" и "d+t" от ядра-снаряда для четырех ядер-мишеней A_T .

Для выхода протонов в случае всех A_T при описании степенной зависимости $G(A_p) \sim A_p^\beta$ получается $\beta = 0,6 \pm 0,1$. Зависимость для "d+t", учитывая, что каждая кривая имеет всего по две точки, можно считать не отличающейся от протонной.

Расчеты A-зависимостей выходов кумулятивных протонов в ядерно-ядерных взаимодействиях были выполнены в модели МНК и учитывали следующие факторы:

- 1/ масса плотной центральной части ядра, где с большей вероятностью могут образовываться корреляции, растет быстрее, чем A_T ;
- 2/ корреляции могут разрушаться вторичными распадными частицами;
- 3/ второй нуклон пары может также провзаимодействовать с A_p и не вылететь назад.

В результате в нашем интервале A_p и A_T может быть получена приближительная факторизующая формула^{/6/}:

$$G(A_p, A_T) = G(A_p) \times G(A_T) = A_p^{0,6} \times A_T^{1,4} \quad /9/$$

Отсюда следует, что показанные на рис.3 кривые все должны иметь одинаковый наклон $\alpha = 1,4$, а показанные на рис.4 - одинаковый наклон $\beta = 0,6$.

Небольшие отклонения, наблюдаемые на рис.3, могут быть связаны с тем, что формула /9/ еще не учитывает поглощение и перерассеяние кумулятивных нуклонов в ядре-мишени и увеличение с A_p вероятности разрушения многонуклонных корреляций^{/6/}.

Из проделанного выше анализа можно сделать следующие выводы:

1. Сечение выхода кумулятивных протонов в пределах 10-15%-ной ошибки описывается функцией, факторизующейся по A_T и A_p /по крайней мере для $1 \leq A_p \leq 12$ и $12 \leq A_T \leq 207$ /.

2. Нет существенных различий между A-зависимостями, полученными при энергии 2,1 ГэВ/нуклон^{/5/} и в нашем эксперименте.

3. Функция $f' = G/\sigma_{NA_p}$ не зависит от ядра-снаряда и является универсальной для всех ядер-мишеней.

5. Наши данные хорошо согласуются с расчетами, сделанными в модели малонуклонных корреляций.

В заключение авторы хотели бы выразить благодарность Еве Скрипчак за полезные обсуждения.

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. Лексин Г.А. Школа ИТЭФ, 1975, вып.2, с.5; 1977, вып.2, с.5.
4. Аланакян К.В. и др. ЯФ, 1977, т.25, вып.3, с.545.
5. Geage J.V. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, vol.45, p.1993.
6. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. Школа ИТЭФ, 1979, вып.2, с.17; Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.373; ЯФ, 1980, т.32, с.1403.
7. Абдурахимов А.У. и др. ПТЭ, 1978, вып.5, с.53.
8. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-432, Дубна, 1983.
9. Abdurakhimov A.U. et al. Nucl.Phys., 1981, A362, p.376.
10. Aksinenko V.D. et al. Nucl.Phys., 1980, A348, p.518.
11. Барков Б.П. и др. Препринт ИТЭФ, 1980, № 58.
12. Бобченко Б.М. и др. ЯФ, 1979, т.30, с.1553.
13. Аникина М.Х. и др. ЯФ, 1981, т.33, с.1568.
14. Аникина М.Х. и др. ЯФ, 1983, т.38, с.149.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 сентября 1983 года.

Аникина М.Х. и др.

1-83-616

A-зависимость выхода кумулятивных протонов и легких ядер в ядро-ядерных взаимодействиях при $P_0 = 4,5$ ГэВ/с на нуклон

Получены экспериментальные данные по средним множественностям кумулятивных протонов и смеси дейтронов с ядрами трития, имеющих импульсы более 340 МэВ/с и углы вылета в конусе от 120° до 180° , в неупругих и центральных столкновениях ядер ^4He , ^{12}C и ^{16}O с ядрами ^{12}C , ^{20}Ne , ^{64}Cu и ^{207}Pb .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Anikina M.Kh. et al.

1-83-616

A-Function of the Yield of Cumulative Protons and Light Nuclei in Nucleus-Nuclear Interactions at $P_0 = 4.5$ GeV/c per Nucleon

Experimental data are obtained on average multiplicities of cumulative protons and deuteron mixture with tritium nuclei having momenta more than 340 MeV/c and angles of emission in a cone from 120° upto 180° in inelastic and central collisions of ^4He , ^{12}C and ^{16}O nuclei with ^{12}C , ^{20}Ne , ^{64}Cu and ^{207}Pb nuclei.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой