

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

K 782

P1-88-389

ИССЛЕДОВАНИЕ
ПОЛНОГО РАЗРУШЕНИЯ ЯДЕР СВИНЦА
ЯДРАМИ МАГНИЯ-24
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 А ГэВ/с

Сотрудничество: Дубна - Каир - Кошице - Ржеж

Направлено в журнал "Acta Physica Slovaca"

1988

С.А.Краснов, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С.Вокал, А.Дирнер, М.Карабова, Э.Силеш, Г.Фазекашова
Университет им. Й.Шафарика, Кошице, ЧССР

М.Шумбера
Институт ядерных исследований, Ржеж, ЧССР

А.Эль-Наги
Каирский университет

Данная работа является продолжением цикла исследований процессов полного разрушения ядер свинца релятивистскими ядрами. Ранее нами опубликованы работы ^{1-3/}, где налетающими ядрами были ядра гелия-4 и углерода-12.

Рассмотрим этот процесс для случая, когда снаряд - ядра магния-24 с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон. В качестве мишени использовались ядерные фотоэмульсии ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ типа БР-2, в которые на жидкой стадии их изготовления вводились соли свинца. Эмульсии экспонировались на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Знание ядерного состава этих эмульсий и сечений взаимодействий ядер магния с ядрами позволило оценить долю взаимодействий с ядрами свинца от числа взаимодействий со всеми ядрами фотоэмульсии. Она составила ~10%.

События полного разрушения ядер свинца отбирались согласно выбранному ранее в ^{1-3/} критерию. Число заряженных частиц от разрушения ядра-мишени должно быть больше $39 / n_h \geq 40/$. Вероятность разрушения ядер серебра на такое число заряженных частиц ядрами неона-22 ^{4/}, наиболее близкими по атомному весу к магнию-24, составляет 2,2%.

В исследовании вторичные заряженные частицы разделялись на типы в соответствии с их энергетическими характеристиками:

- 1/ фрагменты ядра-снаряда с $\beta - 0,98$;
- 2/ провзаимодействовавшие нуклоны ядра-снаряда и рожденные частицы с $\beta > 0,75$ - α -частицы;
- 3/ быстрые частицы от разрушения ядра-мишени с кинетической энергией по протонам $26 \text{ МэВ} < T_p \leq 400 \text{ МэВ}$ - g -частицы;
- 4/ медленные фрагменты ядра-мишени с $T_p \leq 26 \text{ МэВ}$ - b -частицы.

Разделение осуществлялось по результатам измерений, пробе-гов и ионизационных потерь.

Всего в результате просмотра по площади было найдено 61 событие, удовлетворяющее критерию $n_h \geq 40$.

МНОЖЕСТВЕННОСТИ

Данные по множественностям типов частиц приведены в таблице 1. Здесь же даны результаты по множественностям для событий полного разрушения ядер свинца ядрами углерода при

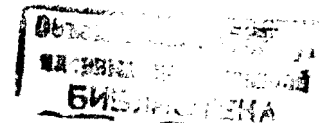


Таблица 1

Тип взаимодействия	Фрагменты ядра-снаряда		$\langle n_h \rangle$	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g^{\pi} \rangle$	$\frac{\langle n_s^{\pi} \rangle}{\langle \nu \rangle}$
	Z=2	Z=1				
Mg+Pb $n_h \geq 40$	$0,05 \pm 0,15$	$0,61 \pm 0,12$	$59,9 \pm 1,3$ (62,1)	$34,4 \pm 1,3$ (30,1)	$22,7 \pm 1,3$ (18,4)	$1,00 \pm 0,066$ (0,77)
C+Pb $n_h \geq 40$			$53,6 \pm 0,7$ (59,0)	$15,9 \pm 0,5$ (19,0)	$9,9 \pm 0,3$ (12,9)	$0,82 \pm 0,02$ (1,08)

том же импульсе на нуклон. В скобках показаны расчеты, выполненные по каскадно-испарительной модели^{5/} /далее - КИМ/.

Увеличение атомного веса ядра-снаряда вдвое весьма слабо сказывается на изменении /увеличении/ числа частиц от разрушения ядра-мишени /h-частиц/. Рост числа этих частиц происходит, в основном, за счет увеличения быстрой компоненты /g-частиц/: $\langle n_g \rangle_{C+Pb} = 33,4 \pm 1,2$, $\langle n_g \rangle_{Mg+Pb} = 41,2 \pm 1,9$. Число медленных фрагментов ядра-мишени практически остается без изменения: $\langle n_h \rangle = 20,5 \pm 1,0$ и $21,2 \pm 1,0$ для налетающих ядер углерода и магния, соответственно.

Более кардинально изменение атомного веса снаряда сказывается на числе s-частиц. Оно возрастает вдвое. Причем вдвое увеличивается и число быстрых пионов $\langle n_s^{\pi} \rangle$. Средняя множественность этих частиц считалась равной

$$\langle n_s^{\pi} \rangle = \langle n_s \rangle - (Z_{\text{снаряда}} - \sum Z_{\text{снаряда}}^{\text{фраг}}).$$

Что же дает модель для средних множественностей? КИМ систематически завышает число частиц от разрушения ядра-мишени /h-частиц/. Для рожденных частиц /s-частиц/ такой системы не наблюдается. В (C+Pb)-взаимодействиях модель переоценивает как число s-частиц, так и число быстрых пионов. В случае (Mg+Pb)-столкновений значения КИМ, напротив, оказываются ниже экспериментальных. Более ярко противоречие эксперимента с моделью проявляется в числе быстрых пионов, приходящихся на один провзаимодействовавший нуклон ядра-снаряда $\langle \nu \rangle = A_{\text{снар.}} - A_{\text{снар.}} \cdot \sum Z_{\text{фраг}}^{\text{снар.}} / Z_{\text{снар.}}$.

УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ

Угловые распределения s- и h-частиц показаны на рис.1 и 2. Для s-частиц в качестве переменной выбрана псевдобыстроота $\eta = -\ln \text{tg}(\theta/2)$, для h-частиц косинус угла вылета этих частиц - $\cos \theta_h$. В таблице 2 даны средние значения этих характеристик.

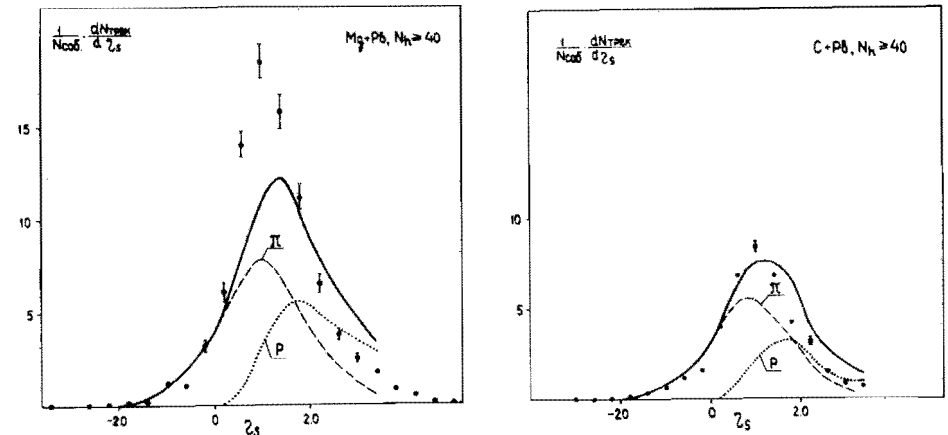


Рис.1. Распределения по псевдобыстрым s-частицам для событий полного разрушения ядер свинца под действием ядер магния и углерода. Точки - эксперимент, кривые - расчет по КИМ.

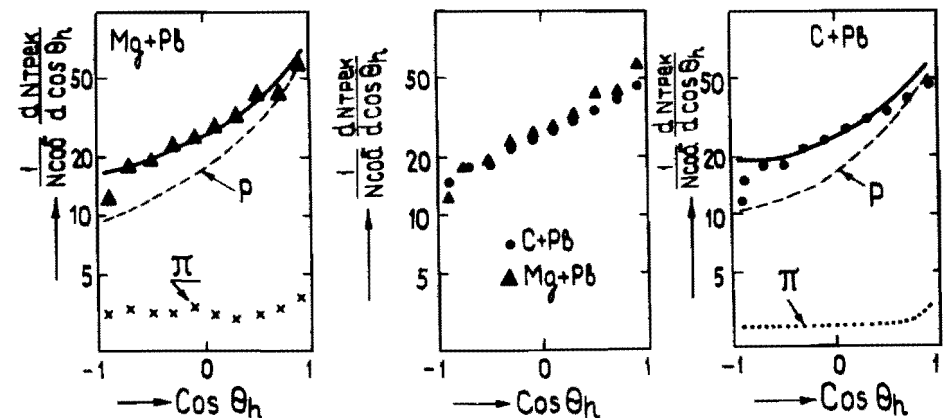


Рис.2. Распределения по косинусу угла вылета h-частиц. Обозначения те же, что на рис.2.

Таблица 2

Тип взаимодействий	$\langle \cos \theta_h \rangle$	$\langle \eta_s \rangle$
Mg+Pb	0,25±0,01 (0,26)	1,27±0,02 (1,42)
C+Pb	0,20±0,01 (0,22)	1,09±0,02 (1,20)

Из анализа приведенных результатов следует, что увеличение атомного веса налетающего ядра приводит к усилению коллимации выхода как s-пионов, так и h-частиц.

Каскадно-испарительная модель неплохо воспроизводит спектры и средние косинусы h-частиц. В случае рожденных частиц /s-частиц/ модель предсказывает более резкую их коллимацию, чем это наблюдается в эксперименте. Из рис.1, где показаны вклады от пионов и протонов, видно, что более сильная коллимация в модели возникает из-за переоценки выхода протонов под малыми углами. В области малых псевдобыстрот /центральной области/ в случае (Mg+Pb)-соударений КИМ, напротив, существенно недооценивает выход частиц, причем это связано, в основном, с недооценкой выхода пионов.

АЗИМУТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для исследования распределений выхода частиц в плоскости, перпендикулярной направлению движения ядра-снаряда /азимутальной плоскости/, были использованы следующие характеристики:

1/ коэффициент азимутальной асимметрии

$$\beta_1 = \frac{\sum_{i \neq j}^{n_k} \cos \epsilon_{ij}}{\sqrt{n_k(n_k - 1)}}$$

2/ коэффициент азимутальной коллинеарности

$$\beta_2 = \frac{\sum_{i \neq j}^{n_k} \cos 2\epsilon_{ij}}{\sqrt{n_k(n_k - 1)}}$$

3/ угол между преимущественными направлениями испускания I- и J-частиц

$$\Phi_{I,J} = \arccos \{ (a_I a_J + b_I b_J) [(a_I^2 + b_I^2)(a_J^2 + b_J^2)]^{-1/2} \},$$

$$a_L = \sum_{i=1}^{n_{k,L}} \cos \psi_i, \quad b_L = \sum_{i=1}^{n_{k,L}} \sin \psi_i, \quad L = I \text{ или } J.$$

Здесь ψ - угол вылета частиц в азимутальной плоскости, $\epsilon_{ij} = \psi_i - \psi_j$ - парный азимутальный угол, n_k - множественность частиц k-го сорта.

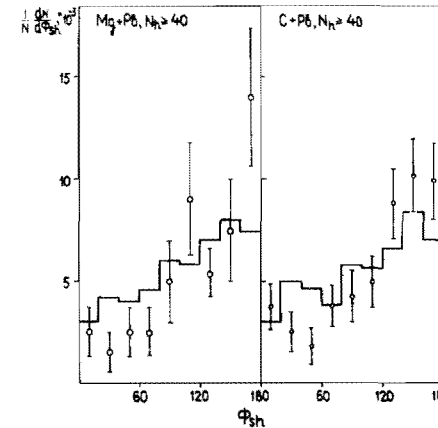


Рис.3. Распределения по углу между преимущественными направлениями испускания s- и h-частиц в азимутальной плоскости Φ_{sh} . Точки - эксперимент, гистограммы - расчет по КИМ.

Средние значения этих характеристик для s- и h-частиц даны в таблице 3, а на рис.3 показано распределение для угла между преимущественными направлениями испускания этих частиц - $\Phi_{s,h}$.

Видно, что увеличение массы налетающего ядра приводит к возрастанию азимутальной асимметрии вылета как частиц от разрушения ядра-мишени /h-частиц/, так и однозарядных релятивистских частиц /s-частиц/. Увеличивается угол между преимущественными направлениями вылета этих частиц. При этом наблюдается

Таблица 3

Тип взаимодействия	$\langle \beta_1^s \rangle$	$\langle \beta_2^s \rangle$	$\langle \beta_1^h \rangle$	$\langle \beta_2^h \rangle$	$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$
Mg+Pb	0,33±0,10 (0,26)	0,11±0,08 (0,03)	0,21±0,09 (-0,02)	0,03±0,05 (0,02)	0,54±0,11 (0,25)
C+Pb	0,11±0,05 (0,26)	0,13±0,06 (0,01)	0,09±0,05 (-0,05)	0,01±0,05 (-0,01)	0,44±0,07 (0,24)

тенденция к испусканию в противоположные стороны в азимутальной плоскости групп s- и h-частиц. КИМ /см. рис.3/ качественно передает изменения распределения по Φ_{sh} с ростом его значений. Однако для событий, инициированных ядрами магния, противоположное испускание s- и h-частиц в эксперименте оказывается более сильным, чем это дает модель.

Интересно систематическое отличие от нуля средних значений коэффициентов азимутальной коллинеарности для s-частиц, которое говорит о возможном наличии некоторого углового момента у источника, испускающего релятивистские однозарядные частицы. В то же время аналогичные коэффициенты для частиц от расщепления ядра свинца /h-частицы/ неотличимы от нуля.

Различие значений $\langle \beta_2^s \rangle$ и $\langle \beta_2^h \rangle$ свидетельствует в пользу того, что источники s- и h-частиц причинно не связаны между собой. Возможное же наличие углового момента у источника s-частиц объясняется, скорее всего, коллективным характером размножения этих частиц, а не многократными взаимодействиями или перерассеяниями. В модели оба значения $\langle \beta_2^s \rangle$ и $\langle \beta_2^h \rangle$ близки к нулю.

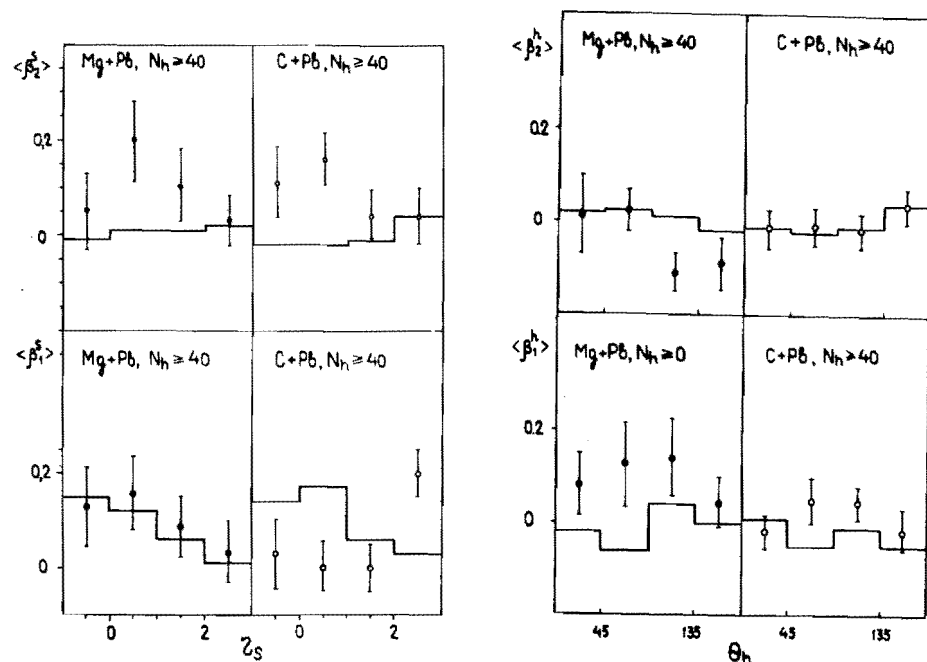


Рис.4. Зависимость $\langle \beta_1^s \rangle$ и $\langle \beta_2^s \rangle$ от η_s . Обозначения те же, что на рис.3.

Рис.4. Зависимость $\langle \beta_1^h \rangle$ и $\langle \beta_2^h \rangle$ от θ_h . Обозначения те же, что на рис.3.

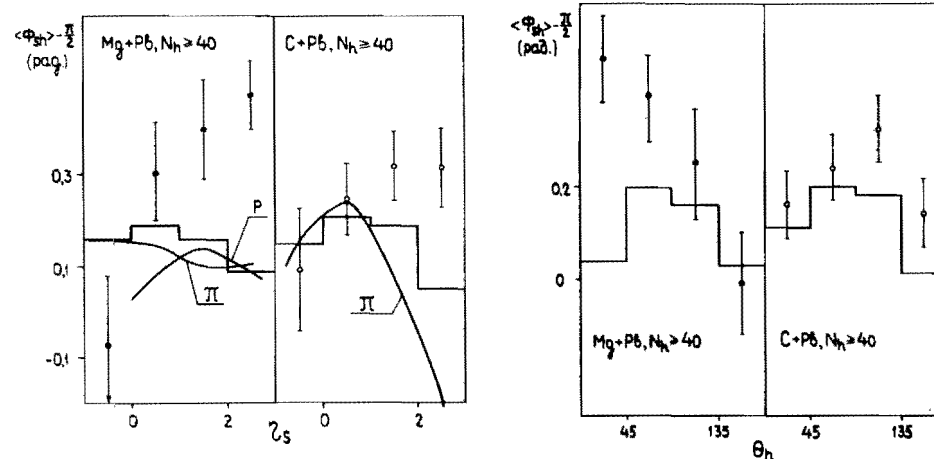


Рис.6. $\langle \Phi_{sh} \rangle$ как функция η_s . Обозначения те же, что на рис.3.

Рис.7. $\langle \Phi_{sh} \rangle$ как функция θ_h . Обозначения те же, что на рис.3.

Рассмотрим поведение азимутальных характеристик в зависимости от переменных полярных углов вылета частиц: псевдобыстроты для s-частиц (η_s) и угла для h-частиц (θ_h) /см. рис.4-7/.

Поведение $\langle \beta_1^h \rangle$ и $\langle \beta_2^h \rangle$ от θ_h слабо связано с изменением атомного веса налетающего ядра. Иначе проявляется зависимость $\langle \beta_1^s \rangle$ от η_s . Если для (C+Pb)-взаимодействий наибольшие значения коэффициента азимутальной асимметрии $\langle \beta_1^s \rangle$ достигаются в области псевдобыстрот больше 2 /область фрагментации налетающего ядра/, то в случае полного разрушения ядер свинца ядрами магния $\langle \beta_1^s \rangle$ оказывается наибольшим при псевдобыстротах 0,5 /центральная область/.

КИМ неплохо воспроизводит экспериментальную зависимость $\langle \beta_1^s \rangle$ от η_s для (Mg+Pb)-взаимодействий. Для случая налетающего ядра углерода экспериментальная зависимость качественно отличается от зависимости, даваемой моделью.

$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$ как функция η_s достигает максимальных значений при псевдобыстротах больше 2 как для полных разрушений ядер свинца, вызванных как ядрами углерода, так и ядрами магния. В обоих случаях наблюдается расхождение с моделью не только количественное, но и качественное.

Поведение $\langle \Phi_{sh} \rangle$ от угла испускания h-частиц имеет различный характер для (Mg+Pb)- и (C+Pb)-взаимодействий. Если для налетающего углерода $\langle \Phi_{sh} \rangle$ становится максимальным при θ_h , близ-

ких к 90° , то для снаряда магния максимальное противоиспускание достигается при углах вылета h -частиц, меньших 45° . Модель качественно воспроизводит экспериментальную зависимость $\langle \Phi_{sh} \rangle$ от θ_h для (C+Pb)-соударений, но не в состоянии этого сделать для (Mg+Pb)-взаимодействий.

ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТЕЙ ПО ПСЕВДОБЫСТРОТАМ

При анализе событий полного разрушения ядер свинца ядрами магния особое внимание было уделено изучению распределений по псевдобыстротам для отдельных событий. На рис.8 показано одно такое распределение. В интервале псевдобыстрот $0,8 \div 0,9$ наблюдается узкий пик, в который входят 10 s -частиц из 52, испущенных в этом событии.

Появление таких узких пиков связывается с возможностью перехода нуклонной фазы ядерного вещества в кварк-глюонную фазу. Поэтому очевидна важность оценки вероятности случайного появления таких флуктуаций. Мы использовали метод распределения по n_{max} , рассмотренный в [6]. Здесь n_{max} - максимальное число частиц в событии, приходящихся на выбранный интервал псевдобыстроты. В нашем случае $\Delta\eta_s = 0,1$. В рассмотрение включались только s -пионы, при этом предполагалось, что провзаимодействовавшие протоны налетающего ядра имеют наименьшие углы вылета. Эти частицы исключались из распределения по η_s .

На рис.9 показано распределение по n_{max} . Здесь же дано биномиальное распределение, наилучшим образом удовлетворяющее эксперименту, и кривая, рассчитанная по каскадно-испарительной модели. Последняя зависимость оказывается уже экспериментальной, со сдвигом максимума в сторону меньших значений n_{max} . Сопоставление экспериментальных точек с биномиальным распределением показывает, что событие с $n_{max} = 10$ выпадает из этой зависимости. Вероятность наблюдения такого события, согласно биномиальному распределению, равна 10^{-2} . На рис.8 показано распределение по азимутальному углу для этого события. 10 частиц распределены довольно равномерно во всем интервале азимутальных углов.

Отмеченное событие рассматривается нами как возможное указание на существование единого источника, генерирующего пионы в узком интервале псевдобыстрот. К сожалению, небольшое число всех событий полного разрушения [61] не позволяет более детально исследовать это явление. Рассмотрение всех s -частиц, а не только s -пионов приводит к тем же результатам, поскольку n_{max} , в основном, реализуется в области псевдобыстрот от 0 до 2. Аналогичное исследование, проведенное для событий полного

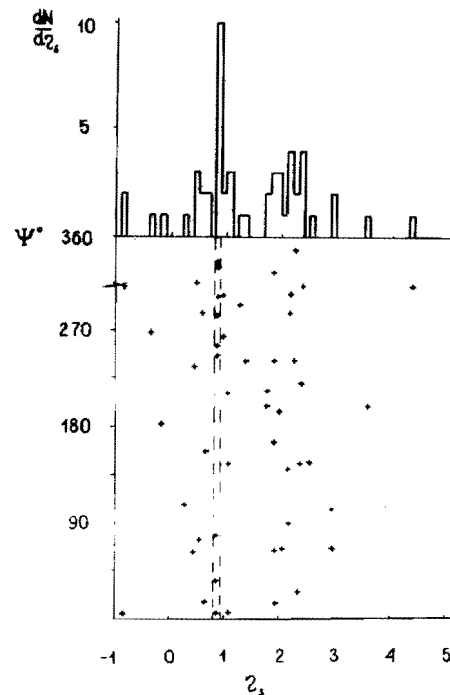


Рис.8. Распределение по псевдобыстроте и азимутальным углам s -частиц для событий с $n_{max} = 10$.

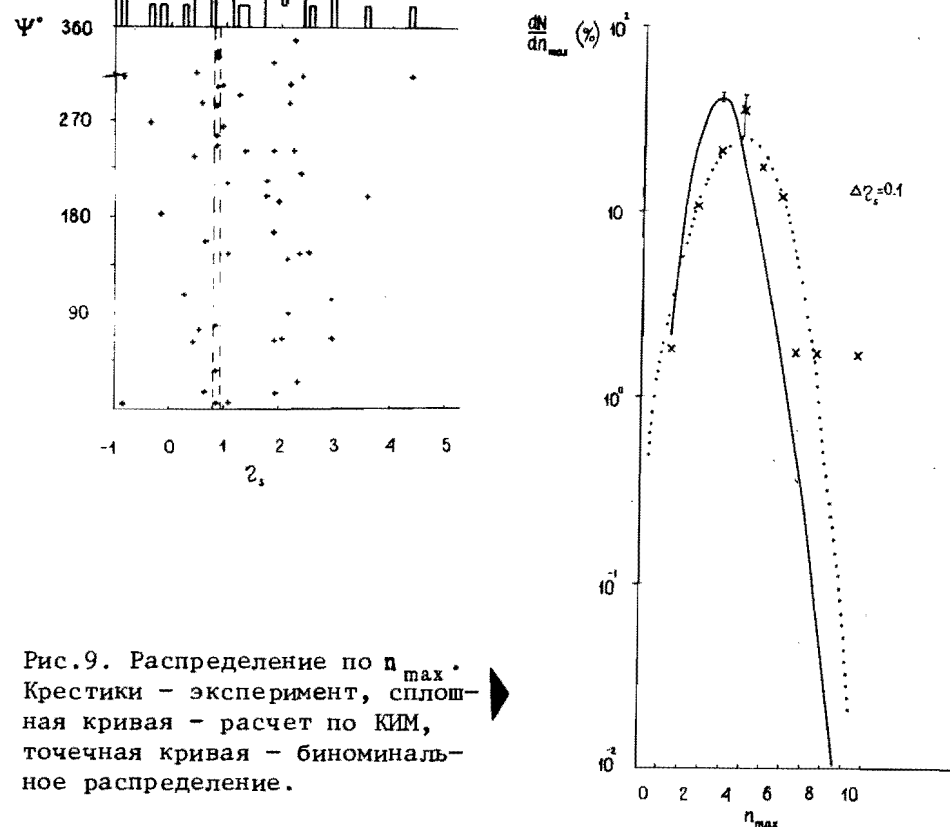


Рис.9. Распределение по n_{max} . Крестики - эксперимент, сплошная кривая - расчет по КИМ, точечная кривая - биномиальное распределение.

разрушения ядер свинца ядрами углерода показало, что эксперимент хорошо воспроизводится биномиальным распределением, при этом наибольшие значения $n_{max} = 5$.

В ходе изучения флуктуаций по псевдобыстротам рассмотрены корреляции плотности частиц, приходящихся на единицу псевдобыстроты ρ_s , от множественности этих частиц n_s для четырех интервалов по псевдобыстротам: $0,2 \leq \eta_s < 0,6$; $0,6 \leq \eta_s < 1,0$; $1,0 \leq \eta_s < 1,4$; $1,4 \leq \eta_s < 1,8$. Кроме интервала $0,6 \div 1,0$ КИМ хорошо воспроизводит эти корреляции. В случае $0,6 \leq \eta_s < 1,0$ экспериментальная зависимость ρ_s от n_s оказывается более крутой,

чем модельная. 50 точек из 61 оказываются выше кривой $\rho_s = \rho_s(p_s)$, которую дает модель. Это связано с тем, что частицы из пиков для событий с $p_{\max} \geq 7$, в основном, попадают в этот интервал.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые представлены данные по исследованию процесса полного разрушения ядра свинца под действием ядер магния-24 с импульсом 4,5 А ГэВ/с.

2. Проведено сравнение процесса полного разрушения свинца под действием ядер углерода и ядер магния при одном и том же импульсе на нуклон.

3. Рост массы ядра-снаряда приводит к:

- а/ росту числа однозарядных частиц с $\beta > 0,75$, пропорциональному $\sim A^{1,0}$;
- б/ усилению коллимации вылета вторичных частиц;
- в/ усилению эффектов бокового выброса s - и h -частиц;
- г/ увеличению противоиспускаания этих частиц в азимутальной плоскости.

4. Наблюдается систематическое /как для $(Mg + Pb)$ -, так и для $(C + Pb)$ -взаимодействий/ отличие от нуля коэффициента азимутальной коллинеарности для s -частиц, возможно, связанное с наличием некоторого углового момента у источника, испускающего эти частицы.

5. Для разрушений, вызванных ядрами магния, эффект противоиспускаания наиболее выразителен для s -частиц с $\eta_s > 2$ и $\theta_h < 45^\circ$.

6. Зарегистрировано событие с высокой плотностью s -частиц на интервал псевдобыстроты, 10 частиц на $\Delta\eta_s = 0,1$. Вероятность случайного характера этого события равна 10^{-2} .

7. Проведенное сравнение с каскадно-испарительной моделью показывает, что:

- а/ модель недооценивает число быстрых пиков;
- б/ сильное противоиспускаание s - и h -частиц в азимутальной плоскости не воспроизводится моделью;
- в/ экспериментальное распределение по максимальному числу s -частиц, приходящихся на интервал псевдобыстроты (p_{\max}), оказывается более широким и смещено в область больших значений p_{\max} , чем это дает модель.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахроров О. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-9963, Дубна, 1976.
2. Abdo K.M. JINR Communication E1-8021, Dubna, 1974; Далхажав Н. и др. - ЯФ, 1976, 23, с.1210.
3. Вокал С. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-84-552, Дубна, 1984.
4. Андреева Н.П. и др. - ЯФ, 1987, 44, с.123.
5. Барашенков В.С., Жереги Ф.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. Сообщение ОИЯИ Р2-83-117, Дубна, 1983.
6. Adamus M. et al. Contributed paper to XVIII Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics. Tashkent, September, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июня 1988 года.