

4160

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4160



С.М.Елисеев

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОБРАЗОВАНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ФРАГМЕНТОВ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  
ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ЯДРАМИ

1968

**P2 - 4160**

**С.М.Елисеев**

**ОБРАЗОВАНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ФРАГМЕНТОВ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  
ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ЯДРАМИ**

**ОИЯИ  
БИБЛИОТЕКА**

## О г л а в л е н и е

I. В в е д е н и е . . . . .	3
II. Сечения фрагментации . . . . .	4
III. Энергетические распределения фрагментов . . . . .	9
IV. Угловые распределения фрагментов . . . . .	12
V. Сравнительные характеристики взаимодействий с фрагментами и без фрагментов . . . . .	14
VI. Исследование остаточных ядер . . . . .	14
VII. Множественное рождение фрагментов . . . . .	16
VIII. Некоторые теоретические представления о механизме фраг- ментации . . . . .	17
IX. З а к л ю ч е н и е . . . . .	19

## 1. В в е д е н и е

В последнее время заметно возрос интерес к исследованию взаимодействий частиц высоких энергий с атомными ядрами /1-4/. Наряду с уточнением общей картины взаимодействия (изучение полных сечений, спектров вторичных частиц и т.д.) значительные усилия затрачиваются на выяснение более частных сторон процесса.

Среди продуктов ядерной реакции встречаются как хорошо изученные изотопы ( ${}^6,9\text{Li}$ ,  ${}^{22,24}\text{Na}$ ), так и новые, неизученные элементы, например,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ . Известно, что часть ядерных осколков образуется в качестве остаточных ядер (особенно в случае облучения мишеней из легких веществ C, N, O), другая часть - в качестве продуктов деления. Основная доля многозарядных частиц, по-видимому, рождается посредством механизма, принципиально отличного от первых двух. Процесс генерации этих частиц обычно называют "фрагментацией" x).

Данная работа посвящена анализу основных экспериментальных данных о фрагментации и возможных теоретических представлений об этом явлении. По указанным вопросам имеется несколько обзоров /5-7/. Кроме того, в последнее время опубликовано много новых важных результатов, особенно при энергиях более 1 Гэв. Основное внимание мы будем уделять взаимодействиям при высоких энергиях. При этом оценка достоинств и недостатков отдельных экспериментальных методик не будет производиться.

x) В иностранной литературе (см., например, /4/) таким термином иногда определяют одну из моделей рождения многозарядных частиц.

## II. Сечения фрагментации

Сечение фрагментации является основной характеристикой процесса. Экспериментальное исследование сечения и его вычисление на основе моделей представляют несомненный интерес. Заметим, что авторы некоторых экспериментальных работ приводят сечение, другие же указывают лишь вероятность появления фрагментов во взаимодействии.

Важнейшие данные по сечениям представлены далее в виде таблиц и графиков /8-43/.

Видно, что имеющая информация по сечениям весьма неполная. В некоторых случаях экспериментальные результаты противоречат друг другу. Например, в работе /44/ для взаимодействия протонов с тяжелыми ядрами эмульсии при энергии 2 Гэв получено  $\sigma(^8\text{Li}) = 6 \pm 1$  мб. В работе /19/ для той же энергии в случае ядра - мишени Ag приведено вдвое меньшее значение:  $\sigma(^8\text{Li}) = 2,8$  мб. Тем не менее в поведении сечений можно указать ряд закономерностей.

1. В области высоких энергий сечения фрагментации для ядер с  $A \approx 100$  составляют порядка десяти процентов от полного сечения неупругого взаимодействия.

При фиксированном значении начальной энергии вероятность образования фрагментов на данном ядре слабо зависит от типа первичной частицы.

2. Функции возбуждения реакций с образованием фрагментов с  $z \geq 4$  и фрагментов  $^8\text{Li}$  в эмульсии растут при низких энергиях, резко увеличиваются при энергии около 1 Гэв и далее, вплоть до 30 Гэв, изменяются очень мало.

В случае фрагментов  $^7\text{Be}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Na}$  зависимость  $\sigma(T, x)$  становится слабой только при  $T > 10$  Гэв (см. табл. 2.1 и рис. 2.1-2.3).

3. Зарядовое распределение фрагментов имеет вид

$$W \approx \exp[-\alpha(T)z],$$

x) T здесь и везде далее означает кинетическую энергию первичной частицы.

где коэффициент  $\alpha(T)$  уменьшается с ростом T. Это хорошо видно из рис. 2.4, на котором представлены в произвольных единицах зарядовые распределения фрагментов, рождающихся в эмульсии при энергиях 9 Гэв и 25 Гэв. Из рассмотрения рисунка можно сделать вывод, что вероятность обнаружить фрагмент с  $z > 6$  в данной группе взаимодействий с фрагментами растет с увеличением первичной энергии.

В работах /20,45/ использовалась методика ядерных эмульсий, представляющих собой смесь различных ядер с атомными весами от  $A=108$  до  $A=12$ . Среди ядерных осколков (особенно при  $z \geq 6$ ) будет некоторая доля остаточных ядер. Учет этого обстоятельства может несколько изменить вид зарядового распределения фрагментов, приведенного на рис. 2.4. Для окончательного вывода о зарядовом распределении фрагментов при различных энергиях нужны дальнейшие исследования.

4. Сечения рождения фрагментов растут с увеличением числа медленных частиц. Это видно, например, из табл. 2.5, в которой показаны зависимости выхода Li на одну звезду от числа  $N_b$  при различных начальных энергиях. Аналогичные соотношения имеют место и для других фрагментов.

5. Зависимости сечений фрагментации от атомного номера ядра - мишени были получены в ряде работ, в которых использовались главным образом радиохимические методы. Креспо и Каретто обнаружили, что в зависимости эмиссии фрагментов с  $A=18+30$  от атомного номера ядра - мишени имеется минимум между серебром и танталом /46,47/. В работе /47/ исследовалось образование фрагментов  $^{24}\text{Na}$  и  $^{18}\text{F}$  при взаимодействии протонов с различными ядрами при энергиях  $T > 1$  Гэв. Оказалось, что зависимость сечения рождения  $^{24}\text{Na}$  от энергии имеет примерно один и тот же вид для разных ядер-мишеней. Заметно увеличение сечения в области 1 Гэв, при дальнейшем увеличении энергии сечение изменяется слабее. Аналогичные зависимости имеют место для фрагмента  $^{18}\text{F}$ .

На рис. 2.5 и 2.8 представлены зависимости сечений образования  $^{18}\text{F}$  и  $^{24}\text{Na}$  от атомного номера ядер-мишеней. Имеет место разная зависимость для легких и тяжелых ядер. Выход  $^{24}\text{Na}$  и  $^{18}\text{F}$  /29/ из ядер серебра может быть объяснен механизмом расщепления для энер-

гий больше 2 Гэв. При энергиях меньше 2 Гэв за образование этих ядер ответственен механизм, отличный от расщепления. Таким механизмом может быть процесс деления среднетяжелых ядер. В области  $A = 150 + 250$  механизмом расщепления нельзя объяснить выход  $^{24}\text{Na}$  и  $^{18}\text{F}$ , так как на опыте с ростом  $A$  наблюдается рост сечения.

Для интерпретации таких процессов Вольфганг /4/ предложил следующий механизм фрагментации: внутри ядра имеет место сильное поглощение пионов, рожденных при взаимодействии первичной частицы с одним из нуклонов ядра, поэтому в ядре образуется сильно нагретая область, из которой и вылетает ядерный осколок  $x$ ).

Существенный интерес представляет измерение характеристик процесса при наибольших ускорительных энергиях. В работе /50/ изучалось рождение фрагментов при взаимодействии протонов с различными ядрами в области энергий до 30 Гэв. На рис. 27 + 2.10 представлены полученные результаты. Видно, что выход  $^{24}\text{Na}$  с изменением атомного номера ядра-мишени изменяется плавно при энергии 30 Гэв. Это, возможно, свидетельствует о том, что образование  $^{24}\text{Na}$  определяется энергией возбуждения ядра, а не деталями внутриядерного каскада. Что касается выхода  $^{22}\text{Na}$  (см. рис. 2.8), то спад соответствующей кривой обнаруживается как при энергии 3 Гэв, так и при энергии 30 Гэв. В области энергий 30 Гэв  $\sigma(^{22}\text{Na})$  в интервале  $A \approx 50 + 250$  изменяется всего на 1 мбн, а  $\sigma(^{24}\text{Na})$  — от 3,5 мбн при  $A \approx 50$  до 16 мбн при  $A \approx 250$ . Отношение  $\sigma(^{24}\text{Na})/\sigma(^{22}\text{Na})$  при энергии 30 Гэв пропорционально атомному номеру ядра-мишени  $A$ .

В настоящее время существует только одна модель, с помощью которой можно получать количественные данные о предполагаемом механизме фрагментации. Такой моделью является каскадно-испарительная модель. Рассмотрим кратко некоторые результаты расчетов сечений фрагментации на основе этой модели.

х) Миллер /3/ вычислил время распространения энергии из места локального нагрева в ядре по всему ядру. Эта величина оказалась намного меньше времени, характерного для обычных ядерных реакций, протекающих в две стадии. Отсюда он сделал вывод, что теория локального нагревания не может аккуратно описать явление фрагментации. К сожалению, в работе /3/ не приведены детали вычислений.

Сечения образования легких фрагментов согласуются с каскадно-испарительным механизмом в случае первичных энергий меньше нескольких Гэв /14,15,51-58/. В работе /57/\* исследовалось образование фрагментов  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{13}\text{N}$  при взаимодействии протонов с различными ядрами при энергиях 1; 1,9 и 2,9 Гэв. Экспериментальные результаты сравнивались с расчетными данными по методу Монте-Карло. Методика расчета описана в работе /51/. В качестве распределений продуктов каскадной стадии реакции были взяты данные Метрополиса /49/. Радиусы взаимодействий определялись по формулам:

$$R_1 = 1,5 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) 10^{-13}, \quad (2.1)$$

$$R_2 = [1,5 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) - \frac{1}{2}] 10^{-13}, \quad (2.2)$$

$$R_3 = [1,1 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2,0] 10^{-13}, \quad (2.3)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  — атомные номера фрагментов и остаточных ядер. Значения параметра  $a$  варьировались от  $a = \frac{1}{10}$  до  $a = \frac{1}{12,5}$ . Результаты расчетов при этом менялись так же, как и при переходе от радиуса взаимодействия  $R_2$  к  $R_3$ .

Теоретические и экспериментальные данные приведены в табл. 2.6. Вычисленные сечения для  $\text{Cu}$  и  $\text{Zn}$  плохо согласуются с опытом. Это обусловлено тем, что к легким ядрам статистическая модель не применима, а также появлением  $^{13}\text{N}$  в качестве остаточных ядер. Что касается урана, то согласие, видимо, можно улучшить, если взять в качестве радиуса взаимодействия более сложное выражение. Полученные результаты авторы не считают строгим доказательством образования  $^{13}\text{N}$  при испарении тяжелых ядер. Не исключается возможность другого механизма, например, механизма фрагментации Вольфганга. Однако статистическая модель способна объяснить экспериментальные сечения, если более аккуратно подобрать параметры модели.

К аналогичным выводам приходят и авторы работы /14/, в которой исследовалось образование фрагментов  $^9\text{Li}$ ,  $^{16}\text{C}$  и  $^{17}\text{N}$  при

взаимодействии протонов с энергией 2,8 ГэВ с различными ядрами (см. табл. 2.7). Время жизни ядра с  $A = 200$  и энергией возбуждения 500 МэВ равно  $10^{-22}$  сек. Это меньше времени релаксации /58/. Так как с опытом обычно сравниваются относительные сечения, то из согласия теории и эксперимента не следует существование долгоживущей промежуточной системы нуклонов. Возможно, что испарение рассматриваемых фрагментов происходит из системы, не находящейся в статистическом равновесии.

Следует подчеркнуть, что энергетические спектры  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^{24}\text{Na}$  /59/ невозможно описать при помощи набора параметров, использованных в работе /14/. Аналогичный результат был получен ранее /55/. Эти работы /14,55, 59/ будут рассмотрены ниже более подробно.

В работах /14,46,50,59-63/ исследовалось образование тяжелых фрагментов ( ${}^{22}\text{Na}$ ,  ${}^{24}\text{Na}$ ,  ${}^{28}\text{Mg}$  и т.д.) при взаимодействии частиц с разными мишенями при энергиях вплоть до 30 ГэВ. Во взаимодействиях протонов высоких энергий образование  ${}^{24}\text{Na}$  можно объяснить простым механизмом расщепления для ядер-мишеней с  $A = 100$ . Однако для мишеней с  $A > 100$  необходимо вводить новый механизм, например, деление или механизм фрагментации Вольфганга /47/. Если  ${}^{24}\text{Na}$  образуется вследствие испарения из тяжелого ядра группы нуклонов, то отношение  $E/E_{\text{кул}}$  (где  $E_{\text{кул}}$  - кулоновская энергия ядра - остатка и  ${}^{24}\text{Na}$ ) должно быть малым. На самом деле это отношение равно  $E/E_{\text{кул}} \approx 0,7$ . Большая величина отношения  $E/E_{\text{кул}}$  свидетельствует о том, что даже в случае меди при  $E_p = 3$  ГэВ  ${}^{24}\text{Na}$  и  ${}^{28}\text{Mg}$  не образуются в результате внутриядерного каскада и испарения. Так как значения  $E/E_{\text{кул}}$  в случае различных ядер-мишеней близки друг к другу, то за образование фрагментов из ядер от меди до урана ответственен один и тот же механизм /47/.

В работе /59/ изучались взаимодействия протонов при энергии 2,9 ГэВ с висмутом с образованием ядер  ${}^{24}\text{Na}$ . Была рассмотрена система, в которой угловое распределение фрагментов имеет симметричный вид. В такой системе фрагменты, летящие вперед, имеют скорости меньше, чем фрагменты летящие назад. Таким образом, образование  ${}^{24}\text{Na}$  не может быть объяснено обычным механизмом, протекающим в две стадии.

Хотя точно вычислить время протекания процесса фрагментации на основе полученных данных невозможно, кое-какие оценки удается получить. Время протекания внутриядерного каскада по порядку величины равно  $6 \cdot 10^{-23}$  сек. Если возбужденное ядро вращается, то время его поворота на  $\pi/2$  при  $J = 10$  равно  $3 \cdot 10^{-20}$  сек. Эта величина может служить верхним пределом времени фрагментации. Отсюда делается вывод, что фрагментация происходит во время развития внутриядерного каскада или сейчас же после него, но до установления статистического равновесия. Так как энергия фрагментов меньше кулоновской, то можно сделать вывод, что в момент образования фрагмента ядро сильно отличается от сферического.

С другой стороны, в работе /63/ было показано, что измеренные сечения образования  ${}^{24}\text{Na}$  при взаимодействии протонов с энергией 29 ГэВ с  $\text{Cu}$ ,  $\text{Fe}$  и  $\text{Ti}$  согласуются с рассчитанными по каскадно-испарительной модели (см. табл. 2.8).

Таким образом, не существует единого мнения о механизме образования тяжелых фрагментов ( $\text{Na}$ ,  $\text{Mg}$ ,  $\text{K}$ ). Одни результаты свидетельствуют о справедливости обычного каскадно-испарительного механизма. При интерпретации других результатов необходимо вводить представление о другом, быстром механизме образования этих фрагментов. Для окончательного решения вопроса нужны дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

### III. Энергетические распределения фрагментов

Теоретическим и экспериментальным исследованием энергетических спектров различных фрагментов посвящены работы /20-100/, на рисунках и в таблицах приведены наиболее характерные данные об энергетических распределениях фрагментов.

1. Форма распределений для данных фрагментов мало зависит от рода первичной частицы. Это видно, например, из рис. 3.1, 3.2, на которых показаны спектры  $\text{Li}$ , образующегося при взаимодействии антипротонов и  $\pi^-$ -мезонов в эмульсии при энергии около 5 ГэВ /32,64/.

Независимость формы спектра, видимо, обусловлена тем обстоятельством, что вид спектра для определенных фрагментов в основном определяется энергией, переданной ядру. Последняя величина при высоких энергиях мало зависит от вида первичной частицы.

2. На рис. 3.3 показана зависимость средней энергии фрагментов, рождающихся при взаимодействии протонов с энергией 25 Гэв в эмульсии, от их заряда  $z$ . Линейная зависимость  $\bar{E}$  от  $z$  свидетельствует о том, что в механизме образования фрагментов кулоновские силы играют существенную роль.

При взаимодействии протонов с энергией 9 Гэв со свинцом рождаются фрагменты  $Li$ , средняя энергия которых уменьшается с увеличением размеров звезды  $^{21}/$ . Так, для  $\bar{N}_H = 15,2$   $E = (44,2 \pm 2,4)$  Мэв, для  $\bar{N}_H = 29,3$   $E = (35,4 \pm 2,0)$  Мэв. Энергетические спектры, соответствующие различным интервалам  $N_H$ , можно описать моделью испарения с одинаковыми значениями параметра  $\tau = 15$  Мэв. Однако барьер  $V$  уменьшается с увеличением  $N_H$ .

В случае взаимодействия протонов с более легкими ядрами (с эмульсией) наблюдается некоторое увеличение средней энергии  $Li$  с ростом  $N_H$   $^{29}/$ . Например, при  $N_H = 7+14$   $E = 23,76$  Мэв, при  $N_H = 23+30$   $E = 24,53$  Мэв. С увеличением  $N_H$  ширина спектра и число низкоэнергетических фрагментов увеличиваются. С точки зрения испарительной теории это соответствует увеличению температуры ядра и уменьшению его потенциального барьера. Энергетические распределения фрагментов из звезд с  $N_H < 18$  описываются испарительной кривой с параметрами:  $\tau = 11,2$  Мэв,  $V = 4$  Мэв; из звезд с  $N_H > 26$  параметрами:  $\tau = 14,8$  Мэв,  $V = 2$  Мэв  $^{65}/$ .

4. Распределения любых фрагментов очень слабо зависят от первичной энергии. Зависимость обнаруживается только в высокоэнергетической части спектра (см. рис. 32, 34). Энергия, соответствующая максимуму энергетического спектра, увеличивается с увеличением атомного номера фрагмента (рис. 3.5). Например, при энергии первичных протонов 25 Гэв она равна для лития 18 Мэв, для углерода - 60 Мэв  $^{66}/$ . Фрагменты, летящие вперед, имеют наиболее вероятную энергию несколько более вы-

сокую, чем фрагменты, летящие назад. Эти результаты согласуются с данными работы  $^{64}/$  для  $\pi^-$ -мезонов с энергией 4,5 Гэв. Полученные данные, по-видимому, свидетельствуют о том, что большая часть фрагментов образуется в процессе, отличном от обычного испарения  $^{66}/$ .

Большой интерес представляет изучение свойств фрагментов с энергией больше кулоновской энергии отталкивания фрагмента и остаточного ядра. В ряде работ были обнаружены ядерные осколки с энергией  $E > 100$  Мэв  $^{15,26,47,64-70}/$ . Форма зарядовых распределений фрагментов разных энергий не зависит от их энергии. Вероятность  $W$  появления быстрых фрагментов составляет около 10% вероятности появления медленных фрагментов. С ростом  $N_H$   $W$  растет линейно, а также не зависит от  $N_H$ . Эти данные свидетельствуют о том, что, видимо, только медленные фрагменты объясняются испарительной теорией (см. рис.36). Что касается быстрых фрагментов, то они образуются в процессе развития внутриядерного каскада. Последний факт подтверждает возможность существования в возбужденном ядре группировок нуклонов.

При теоретическом анализе энергетических распределений многозарядных частиц обычно пользуются каскадно-испарительной моделью. Согласно этой модели, такие частицы испаряются из движущихся остаточных ядер, образующихся после прохождения первой, каскадной стадии реакции (см. работу  $^{48}/$ , в которой приведена дополнительная библиография). Предполагается, что эмиссия тяжелых фрагментов происходит до вылета более легких ядер ( $He, d, t$  и т.д.). Вероятность испарения фрагмента с энергией  $E \pm dE$  в системе, связанной с ядром, определяется по формуле

$$P(E) dE = \frac{E - V}{\tau^2} \exp\left(-\frac{E - V}{\tau}\right) dE, \quad (3.1)$$

где  $\tau$  - температура ядра,  $V$  - потенциальный барьер. Подбирают, далее, значения трех параметров:  $\tau$ ,  $V$  и  $v$  ( $v$  - скорость движения остаточного ядра) так, чтобы соответствующая испарительная кривая возможно лучше описывала опытное распределение. Таким способом удается описать свойства большей части фрагментов.

На рис. 3.4, 3.6 показаны примеры распределения фрагментов по энергиям и соответствующие теоретические кривые. Теория и опыт согласуются только в области низкоэнергетической части распределений. Практически всегда имеется высокоэнергетическая часть спектра, если включать в рассмотрение всю совокупность взаимодействий при высоких первичных энергиях. Этот "хвост" распределений невозможно описать испарительной теорией.

Значения параметров для разных фрагментов и начальных энергий, полученные в работах /64-101/, заключены в интервалах:  $\tau = 8 + 15$  Мэв,  $V = 5 + 10$  Мэв,  $\nu = 0,01 + 0,02$ . Величина параметра  $\tau$  слишком велика, так что соответствующие энергии возбуждения ядер оказываются больше энергий связи. Теория же испарения справедлива только при энергиях возбуждения, меньших энергии связи ядра. Классический кулоновский барьер среднетяжелых ядер равен 17 Мэв. Это больше параметра  $V = 5 + 10$  Мэв. В рамках обычной теории испарения трудно объяснить такое уменьшение потенциального барьера.

Таким образом, обычная каскадно-испарительная модель, в которой не учитываются взаимодействия нуклонов ядра, не объясняет всех особенностей спектров многозарядных частиц. По-видимому, для более корректного описания механизма рождения фрагментов необходимо учитывать тонкие детали структуры ядра, например возможность образования кластеров.

#### IV . Угловые распределения фрагментов

В качестве характеристики распределения частиц по углам часто применяется величина  $F/V$  (анизотропия) — отношение числа частиц, летящих вперед, к числу частиц, летящих назад, по отношению к первичному пучку. В настоящее время известны следующие закономерности изменения  $F/V$  /20-88,106-118/.

1. С ростом первичной энергии  $F/V$  для фрагментов всех видов уменьшается. Это хорошо видно из рис. 4.1, где показаны зависимости для частиц с  $z \geq 4$ . Графики, соответствующие другим многозарядным

частицам, видно, имеют такой же вид. Однако существующая экспериментальная информация не позволяет построить графики для других фрагментов столь же уверенно, как для первого случая.

2. Анизотропия возрастает с увеличением атомного номера фрагмента. Например, для энергии протонов 25 Гэв  $F/V(\text{Li}) \approx 1,2$ ;  $F/V(\text{B}) \approx 2$ ;  $F/V(\text{O}) \approx 3$  /45/.

3. Отношение  $F/V$  слабо зависит от рода первичной частицы и возрастает с увеличением энергии фрагментов и размеров звезд. Это видно из табл. 4.1, в которой приведены значения  $F/V$  для разных интервалов энергий и  $N_H$  /29/.

Возникает вопрос: объясняется ли коллимация вперед внутриядерным каскадом, или же она является следствием изотропной эмиссии в движущейся системе? В работе /64/ приведены факты, говорящие о существовании системы координат, в которой значительная часть фрагментов распределена изотропно. Скорость этой системы  $|E.S.|$  оказалось равной /65/  $\nu = 0,013 \pm 0,003$  при энергии 9 Гэв и  $\nu = 0,015 \pm 0,003$  при энергии 24 Гэв. Было получено энергетическое распределение фрагментов в ES-системе, которое можно описать испарительной кривой с параметрами  $\tau = 12$  Мэв и  $V = 3 + 5$  Мэв. Таким образом, остается прежняя трудность: необходимость допущения больших значений  $\tau$  и малых значений  $V$ . Отсюда авторы /65/ делают вывод, что необходим новый подход к интерпретации эмиссии тяжелых фрагментов.

На основе теории испарения удается описать энергетические и угловые распределения фрагментов при помощи параметров  $\tau$ ,  $V$  и  $\nu$  в области энергий падающих частиц от 76 Мэв до 25 Гэв /71/. Как обычно, значения параметров  $\tau$  и  $V$  оказываются неприемлимыми с точки зрения известной сейчас теории. Кроме того, параметр  $\nu$  в некоторых случаях уменьшается с ростом энергии налетающих частиц. Например, для энергий  $\pi^-$ -мезонов 4,8 Гэв и 17,2 Гэв значения параметра  $\nu$  равны соответственно 0,020 и 0,010. Это противоречит результатам в области энергий до 2 Гэв (см. рис. 2 в работе /72/).

С другой стороны, в работе /73/ рассматривалась модель изотропного испускания фрагментов без предположений о форме их энергетического распределения. Было получено, что в модели с двумя компонентами



скорости остаточного ядра нельзя получить удовлетворительного согласия теории и опыта в области малых углов. Совпадение эксперимента и теории с учетом только одной компоненты скорости основано на произволе в определении параметров. Это относится, главным образом, к выбору параметра  $\nu$ .

Для окончательного решения возникающих здесь вопросов необходимы дальнейшие и теоретические, и экспериментальные исследования.

#### V. Сравнительные характеристики взаимодействий с фрагментами и без фрагментов

Сравнение характеристик звезд с фрагментами и без фрагментов, видимо, может пролить свет на некоторые стороны процесса фрагментации. В табл. 5.1 и 5.2 представлены средние числа частиц и анизотропии их угловых распределений. Видно, что рождение фрагментов сопровождается появлением более значительного числа частиц  $N_b$  и  $N_e$ , чем во взаимодействиях без фрагментов. При этом с увеличением энергии фрагментов увеличиваются размеры звезд, в которых они появляются. Отсюда следует, что предполагаемый механизм образования многозарядных частиц должен обеспечивать передачи больших энергий остаточным ядрам.

Что касается величины отношения  $F/V$ , то для всех частиц в пределах ошибок измерений она не зависит от присутствия фрагментов. Исключение составляют релятивистские частицы, анизотропия угловых распределений которых слегка увеличивается во взаимодействиях с фрагментами. Рассмотренные здесь экспериментальные данные не противоречат предположению, что многозарядные частицы генерируются во взаимодействиях с сильно развитым внутриядерным каскадом.

#### VI. Исследование остаточных ядер /59,61,64,65,95-98/

Рассмотрим кратко свойства остаточных ядер, образующихся в результате ядерной реакции с рождением фрагментов. Среднее массовое число ядра отдачи при взаимодействии протонов с энергией 25 Гэв в эмульсии равно  $30 \pm 10$ . Остаточные ядра в звездах с молоткообразными следами коллимированы вперед ( $F/V = 1,4 \pm 0,2$ ) /98/. Среднее значение скорости в направлении пучка равно  $\beta_x = 0,004 \pm 0,002$ . Это намного

меньше величины  $\beta_x = 0,015 \pm 0,003$ , обычно получаемой для фрагментов. Распределение скорости - гауссовского типа с дисперсией  $\sigma = 0,016 \pm 0,002$ . Дисперсия скорости в направлении, перпендикулярном пучку, имеет такое же значение. С увеличением числа лучей в звезде увеличивается пробег остаточного ядра.

На рис. 6.1 приведено распределение углов между ядром отдачи и фрагментом. Видно, что имеется значительная корреляция между молоткообразным следом и ядром отдачи. В  $(74 \pm 4)\%$  случаев угол между этими двумя следами составляет больше  $90^\circ /98/$ .

При взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов в эмульсии угловые распределения ядер отдачи характеризуются тем, что имеется коллимация вперед ( $F/V > 1$ ) в звездах, не содержащих фрагментов, и назад ( $F/V < 1$ ) - в звездах с фрагментами /96/ (см. рис. 6.2). Различие  $F/V$  для звезд обоих типов заметно при малых  $N_H$  ( $10 \pm 15$ ) и почти отсутствует для звезд с  $N_H \geq 20$ . При  $N_H \geq 20$  оба распределения изотропны. Таким образом, имеет место противоположная коллимация в звездах с фрагментами и без фрагментов. Это, возможно, является следствием коллимации вперед фрагментов.

В работе /64/ было показано, что существует ES-система, в которой тяжелые фрагменты распределены изотропно. Скорости этой системы и остаточных ядер по порядку величины равны  $\beta_s = (0 \pm 0,05)$ . Скорость  $Li$ ,  $Be$  и  $V$  значительно больше и составляет  $\beta = (0,1 \pm 0,2)$ . На основании преобразований Лоренца можно показать, что если коллимация вперед фрагментов обусловлена движением ES-системы, то ядра отдачи будут также направлены вперед. На опыте наблюдается противоположная закономерность /96/. Видимо, существует анизотропный процесс, в котором образуются короткие треки в направлении, противоположном направлению первичной частицы. Таким образом, при взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов в эмульсии в звездах с молоткообразными следами некоторое число коротких треков ( $R \leq 10$  мк) образуется посредством механизма, отличного от каскадно-испарительного /96/.

## VII . Множественное рождение фрагментов

Существенный интерес для исследования механизма фрагментации представляют явления, когда в одном взаимодействии образуется сразу несколько фрагментов /95,99-105/. Вероятность таких событий представляет заметную величину. Например, доля звезд с числом фрагментов больше одного ( $N_F \geq 2$ ) составляет в случае взаимодействий с эмульсией 16% при 9 Гэв и 4% при 660 Мэв /20,99/. Вид функций возбуждения не зависит от числа  $N_F$  в соответствующих звездах.

На рис. 7.1 и в табл. 7.1 показаны средние характеристики взаимодействий с различным числом фрагментов. Видно, что с увеличением числа  $N_F$  увеличивается среднее число релятивистских и черно-серых следов. Множественное рождение фрагментов имеет место при передаче ядру энергии, намного большей энергии связи ядер эмульсии, равной 800Мэв. С точки зрения современных представлений о механизмах ядерных реакций это трудно понять.

Энергетическое распределение фрагментов слабо зависит от вида первичной частицы и ее энергии. В работе /100/ было получено общее распределение молоткообразных следов из звезд с  $N_F=2$  для различных первичных частиц в интервале энергий 1,5+25 Гэв. Это распределение можно описать испарительной кривой с параметрами:  $\tau = 10$  Мэв,  $V=2$  Мэв,  $\nu = 0,01$ . Таким образом, для множественного рождения фрагментов теория испарения дает еще более неразумные значения параметров, чем в случае одиночного рождения.

Средняя энергия ядер  $Li$  не зависит от числа черно-серых треков в звезде. Распределение углов между двумя фрагментами с энергиями меньше 4,5 Мэв/нукл. в лабораторной системе имеет максимумы в направлении вперед и назад. Если энергия одного из фрагментов больше 4,5 Мэв/нукл., то корреляция углов их вылета не наблюдается /100/. Аналогичные результаты были получены также в работах /99,101/. Расчет углов по модели независимого испускания фрагментов приводит к результатам, противоречащим опыту (см. рис. 7.2). Однако имеется ряд важных данных (сечения фрагментации, равенство зарядовых распределений из взаимодействий с одним и двумя фрагментами), согласующихся

с этой моделью. Для окончательного определения модели множественного рождения фрагментов необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

## VIII. Некоторые теоретические представления о механизме фрагментации

Рассмотренные выше экспериментальные данные о фрагментации не могут быть достаточно удовлетворительно объяснены одной моделью. Наибольший успех выпал на долю каскадно-испарительной модели. Однако при этом необходимо предполагать такие значения параметров, которые в настоящее время трудно понять, например, для температуры ядра  $\tau = 8+15$  Мэв. Для описания энергетических спектров протонов и альфа-частиц необходимы температуры  $\tau = 3$  Мэв и  $\tau = 5$  Мэв /29/, то есть с увеличением массы осколка увеличивается значение  $\tau$ . Отсюда следует, что тяжелые фрагменты испаряются на более ранних стадиях процесса.

Выбрав определенную модель ядра, мы получаем связь между энергией возбуждения и температурой. Например, в случае модели ферми-газа, применяемой обычно в каскадных расчетах, эта зависимость имеет вид:

$$U = \frac{A}{10} \tau^2 \quad (8.1)$$

Энергии возбуждения, рассчитанные по этой формуле, оказываются больше энергий связи ядер. Для альфа-частичной модели

$$U = \frac{A}{4} \tau \quad (8.2)$$

Энергии возбуждения при  $\tau = 8+15$  Мэв для среднетяжелых ядер оказываются уже меньше энергий связи (106, 107). Авторы работы (106) считают, что значения  $\tau$  лежат в разумных пределах. (Напомним, что в энергетическом распределении фрагментов имеется высокоэнергетическая часть, которую не удается описать испарительной кривой).

Значение параметра  $v$  можно оценить по энергии возбуждения ( $\approx 500$  Мэв), рассчитанной методом Монте-Карло /106/:

$$v = 0,5 / A. \quad (8.3)$$

Экспериментальное значение  $v$  не противоречит теории /106/.

Что касается параметра  $V$ , то его значения намного ниже классического барьера. Увеличение же радиуса ядра из-за нагревания составляет всего 10%. Однако при взаимодействии с ядром первичная частица чаще всего обладает значительным параметром удара и внутриядерный каскад распространяется несимметрично по отношению к центру ядра. Вследствие этого некоторая часть ядра оказывается значительно более сильно нагретой, чем остальное ядерное вещество. Так как процесс протекает быстро и температуры достаточно велики, процесс, возможно, носит адиабатический характер /106/. По ядру распространяется струя в форме цилиндра. Из-за сильного нагревания цилиндрическая часть расширяется в несколько раз. Это обеспечивает снижение кулоновского барьера.

Как известно, некоторые свойства быстрых дейтронов объясняются прямым процессом взаимодействия налетающей частицы с подструктурой ядра. Можно надеяться, что "хвост" энергетического распределения фрагментов будет объяснен аналогичным образом (см. также /108,109/).

Существует, кроме того, мнение, что согласование испарительной модели при некоторых значениях параметров  $r$ ,  $V$  и  $v$  с опытом не является доказательством образования фрагментов посредством распада возбужденной системы. Испарительная модель является лишь средством аппроксимации опытных данных. Поэтому интерпретация получающихся величин параметров  $r$ ,  $V$  и  $v$  не представляет интереса /73/. Все эти вопросы требуют дальнейшего исследования.

Кроме испарительной модели, имеется ряд других гипотез относительно процесса фрагментации: гипотеза Телегди, Матсумото /110/, каскадная модель и т.д. Однако эти гипотезы недостаточно разработаны, и на их основе в настоящее время невозможно получить важных количественных данных о фрагментации.

Таким образом, положение с теорией образования многозарядных частиц является неудовлетворительным. Для достаточного понимания этого явления требуется как дальнейшая разработка уже существующих моделей, так и построение новых теорий.

## IX. Заключение

Образование многозарядных осколков при взаимодействии частиц высоких энергий с ядрами является очень сложным явлением и может, в принципе, происходить посредством различных механизмов. Это и прямые процессы, и распад составных ядер, и образование остаточных ядер и т.д. Поэтому для изучения этого явления нужна большая экспериментальная информация. Имеющаяся в настоящее время информация является недостаточной. Следует отметить весьма большие ошибки измерений.

Что касается теоретических представлений об образовании многозарядных частиц, то здесь требуются еще значительные усилия для понимания основных сторон явления. Трудности здесь весьма велики, так как недостаточно хорошо известны и характер ядерных сил, и структура ядра. Можно надеяться, что действительный прогресс в исследовании фрагментации поможет глубже понять свойства ядер.

Автор выражает благодарность И.З. Артыкову, В.С. Барашенкову, Е.Л. Григорьеву, О.В. Ложкину, В.М. Мальцеву и В.Д. Тонееву за обсуждение рассмотренных здесь вопросов.

## Л и т е р а т у р а

1. C.Wilkin. High Energy Scattering from Nuclei, Preprint BNL 11722, August, 1967.
2. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. Ядерная физика, 7, 28 (1968).
3. C.Behrens. Science news, 91, 484 (1967).
4. R.Wolfgang, E.W.Baker, A.A.Caretto, J.B.Cumming, G.Friedlander and J.Nudis. Phys. Rev., 103, 394 (1956).

5. С. Пауэлл, П. Фаулер и Д. Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом, ИЛ, 1962.
6. Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин, В. И. Остроумов. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. Изд-во АН СССР, 1962.
7. Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин, В. П. Шамов. УФН, 70, 3 (1960).
8. У. Р. Арифханов, М. М. Макаров, Н. А. Перфилов и В. П. Шамов. ЖЭТФ, 38, 1115 (1960).
9. О. В. Ложкин. ЖЭТФ, 33, 354 (1957).
10. S.C.Wright. Phys. Rev., 79, 838 (1950).
11. В. Ф. Даровских, Н. П. Кочеров, Н. А. Перфилов. ЖЭТФ, 37, 1292 (1959).
12. О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, А. А. Римский-Корсаков, Дж. Фремлин. ЖЭТФ, 38, 1388 (1960).
13. В. А. Munir. Phil. Mag., 1, 355 (1956).
14. I.Dostrovsky, R.Davis, JR, A.M.Poskanzer and P.L.Reeder. Phys. Rev., 139, B1513 (1965).
15. S. Katkoff, E.W.Baker, and N.T.Porile. Phys. Rev., 140, B1549 (1965).
16. A.M.Poskanzer, P.L.Reeder and I.Dostrovsky. Phys. Rev., 138, B18 (1965).
17. O.Skjeggstad. Thesis. Univ. of Oslo (1965).
18. S.J.Goldsack, W.O.Lock and B.A.Munir. Phil. Mag., 2, 149 (1957).
19. S.Nakagawa, E.Tamai, H.Hurita and K.Okudaira. Journ. Phys. Soc. Jap., 12, 747 (1957).
20. Н. А. Перфилов, Н. С. Иванова, О. В. Ложкин, М. М. Макаров, В. И. Остроумов, З. И. Соловьева, В. П. Шамов. ЖЭТФ, 38, 345 (1960).
21. W.Gajewski, P.A.Gorichev and N.A.Perfilov. Nucl. Phys., 69, 445 (1965).
22. W.Gajewski, J.Pniewski, J.Sieminska, M.Soltan, K.Soltanski and J.Suchorzewska. Nucl. Phys., 37, 226 (1962).
23. W.Gajewski, J.Pniewski, J.Sieminska, M.Soltan, K.Soltanski, J.Suchorzewska and K.Falkowski. Nucl. Phys., 45, 27 (1963).
24. Н. П. Богачев, А. Г. Володько, Е. Л. Григорьев, Ю. П. Мереков. ЖЭТФ, 44, 1869 (1963).

25. H.Braun, G.Baumann et P.Cüer. Compt. Rend., 253, 1559 (1961).
26. C.Baumann, H.Braun et P.Cüer. Compt. Rend., 254, 1966 (1962).
27. Germain Baumann. Annales de physique, 9, 471 (1964).
28. J.B.Cumming, G.Friedlander, J.Hudis and A.M.Poskanzer. Phys. Rev., 127, 950 (1962).
29. D.A.Chakkalalal and A.G.Barkow. Nuovo Cimento, 41, A249 (1966).
30. E.W.Titterton. Phil. Mag., 42, 113 (1951).
31. В. М. Сидоров, Е. Л. Григорьев. ЖЭТФ, 33, 1179 (1957).
32. Germain Baumann, Doris Henry et Pierre Cüer, Compt. Rend., 264, 1832 (1967).
33. A.Alumkal, A.G.Barkow, G.Kane, R.E.McDaniel and Z.O'Friel, Nuovo Cimento, 17, 316 (1960).
34. M.Blau and A.R.Oliver. Phys. Rev., 102, 489 (1956).
35. Masaomi (Takahata) Ohta. Journ. Phys. Soc.Jap., 15, 2187 (1960).
36. G.C.Deka, D.Evans, D.J.Prowse and M.Baldo-Ceolin. Nucl. Phys., 23, 657 (1961).
37. А. С. Ассовская, Н. С. Иванова. ЖЭТФ, 37, 1604 (1959).
38. Н. С. Иванова, В. И. Остроумов, Ю. В. Павлов. ЖЭТФ, 37, 1604 (1959).
39. W.Gajewski, J.Suchorzewska, M.F.Vortuba and Zakrzewski. Phys. Lett., 11, 177 (1964).
40. D.M.Harmsen, G. Baumann, H.Braun and P.Cüer. Phys. Letters. 9, 274 (1964).
41. G.Baumann, J.P.Gerber, A.Bechdloff, H.Braun, P.Cüer, and D.H.Harmsen. Phys. Rev., 138, B350 (1965).
42. J.Lemonne, J.Sacton et al. Nuovo Cim., 41, 235 (1966).
43. G.Baumann, J.P.Gerber, A.Bechdloff, H.Braun, J.P.Lonchamp et P.Cüer. Nucl. Phys., 74, 557 (1965).
44. S.Katcoff. Phys. Rev., 164, 1367 (1967).
45. R.Stein. Nucl. Phys., 87, 836 (1967).
46. V.P.Crespo, J.M.Alesander and E.K.Hyde. Phys. Rev., 131, 1765 (1963).
47. A.A.Caretto, J.Hudis and G.Friedlander. Phys. Rev., 1110, 1130 (1958).

48. R.Stein. Nucl. Phys., 87, 854 (1967).
49. N.Metropolis, R.Bivins, M.Storm, J.M.Miller, G.Friedlander and A.Turkevich. Phys. Rev., 110, 204 (1958).
50. J.Hudis and S.Tanaka. Preprint BNL 12057, 1967.
51. I.Dostrovsky, P.Rabinowitz and R.Bivins. Phys. Rev., 111, 1659 (1958).
52. J.Hudis and J.M.Miller. Phys. Rev., 112, 1322 (1958).
53. I.Dostrovsky, Z.Fraenkel and P.Rabinowitz. Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1 Sept -13 Sept., 15, 301 (1958).
54. I.Dostrovsky, Z.Fraenkel and G.Friedlander. Phys. Rev., 116, 683 (1959).
55. Israel Dostrovsky, Zeev Fraenkel and Lester Winsberg. Phys. Rev., 118, 781 (1960).
56. I.Dostrovsky, Z.Fraenkel and P.Rabinowitz. Phys. Rev., 118, 791 (1960).
57. I.Dostrovsky, Z.Fraenkel and J.Hudis. Phys. Rev., 123, 1452 (1961).
58. T.Ericson. Adv. Phys. Suppl., 9, 425 (1960).
59. J.B.Cumming, R.J.Cross, JR., J.Hudis and A.M.Poskanzer. Phys. Rev., 134, B167 (1964).
60. T.Norbert. Porile and Shigeo Tanaka. Phys. Rev., 135, B167 (1964).
61. J.B.Cumming, S.Katcoff, N.T.Porile, S.Tanaka and A.Wytenbach. Phys. Rev., 134, B1262 (1964).
62. Norbert T.Porile and Shigeo Tanaka. Phys. Rev., 137, B58 (1965).
63. Norbert T.Porile. Phys. Rev., 141, 1082 (1966).
64. F.O.Breivik, T.Jacobsen and S.O.Sorensen. Phys. Rev., 130, 1119 (1963).
65. W.Gajewski, J.Pniewski, J.Sieminska, J.Suchorzewska and P.Zielinski. Nucl.Phys., 58, 17 (1964).
66. R.Stein et H.Braun. Nucl.Phys., 60, 609 (1964).

67. S.Nakagawa, E.Tamai and S.Nomoto. Nuovo Cimento, 9, 780 (1958).
68. O.Skjeggstad and S.O.Sorensen. Phys.Rev., 113, 1119 (1959).
69. В. Гаевски, П. А. Горичев, Н. А. Перфилов. ЖЭТФ, 47, 1178 (1964).
70. Seymour Katcoff. Phys.Rev., 114, 905 (1959).
71. П. А. Горичев, И. И. Пьянов. Ядерная физика, 2, 97 (1965).
72. Norbert T.Porile. Phys.Rev., 120, 572 (1960).
73. В. В. Авдейчиков, Е. Л. Григорьев, О. В. Ложкин, Ю. П. Яковлев. Препринт ОИЯИ, Р-2093, Дубна, 1965.
74. S.O.Sorensen. Phil. Mag., 42, 188 (1951).
75. P.E.Hodgson. Phil.Mag., 42, 207 (1951).
76. В. И. Богатин, О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, Ю. П. Яковлев. ЖЭТФ, 46, 431 (1964).
77. М. М. Макаров. ЖЭТФ, 46, 809 (1964).
78. М. М. Макаров. ЖЭТФ, 44, 962 (1963).
79. M.Kazuno and N.Ito. Journ.Phys.Soc.Jap., 15, 1753 (1960).
80. M.Kazuno and N.Ito. Journ. Phys. Soc.Jap., 15, 2123 (1960).
81. Е. Л. Григорьев, О. В. Ложкин, В. М. Мальцев, Ю. П. Яковлев. Ядерная физика, 9, 896 (1967).
82. R.Stein. Journ. de Phys., 27, 405 (1966).
83. R.Stein. Journ. de Phys., 27, 513 (1966).
84. R.Kaczarowski and E.Makowska. Nucl. Phys., 74, 348 (1965).
85. H.Winzeler. Nucl. Phys., 69, 661 (1965).
86. В. В. Авдейчиков, В. И. Богатин, О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, Ю. П. Яковлев. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1573 (1964).
87. V.V.Balashov, A.N.Boyarkina and I.Rotter. Nucl. Phys., 59, 417 (1964).
88. Germain Baumann, Jean-Paul Gerber, Henri Braun et Pierre Cüer, Compt. Rend., 258, 2798 (1964).
89. Р. В. Афанасьева, О. В. Ложкин, В. М. Мальцев, Ю. П. Яковлев. Ядерная физика, 1, 76 (1965).
90. J.Robb Grover. Phys. Rev., 126, 1540 (1962).
91. E.Backer, G.Friedlander and J.Hudis. Phys. Rev., 112, 1319 (1958).

92. P.Kofstad. Preprint UCRL-2265, 1953.
93. R.L.Folger, P.C.Stevenson and G.T.Seaborg. Phys. Rev., 98, 107 (1955).
94. Miskel, Perman, Friedlander and Muller. Phys. Rev., 98, 1198(A) (1955).
95. О.В. Ложкин, Н.А. Перфилов. ЖЭТФ, 31, 913 (1958).
96. F.O.Breivik, T.Jacobsen and S.O.Sorensen. Nucl. Phys., 61, 321 (1965).
97. В.И. Богатин, О.В. Ложкин, Ю.П. Яковлев. ЖЭТФ, 45, 2072 (1963).
98. E.Makowska, K.Sieminska, M.Soltan, J.Suchorzewska and S.J.St. Lorant. Nucl. Phys., 79, 449 (1966).
99. П.А. Горичев, О.В. Ложкин, Н.А. Перфилов. ЖЭТФ, 46, 1897 (1964).
100. G.Baumann, A.Bechdolf, J.P.Gerber, H.Braun, P.Cüer, and D.M.Harmsen. Nucl. Phys., 78, 650 (1966).
101. R.Stein. Nuovo Cim., 44A, 896 (1966).
102. Ф.Г. Лепехин, М.М. Макаров. ЖЭТФ, 44, 88 (1963).
103. П.А. Горичев, О.В. Ложкин, Н.А. Перфилов, Ю.П. Яковлев. ЖЭТФ, 41, 327 (1961).
104. О.В. Ложкин. Материалы совещания по применению радиохимических методов изучения ядерных реакций. Том 1. Дубна, 1958.
105. G.C.Deka and K.M.Pathak. Ind. Journ. Phys., 38, 7 (1963).
106. T.Miayzima, K.Nakamura and Y.Futami. Suppl. Prog. Theor. Phys., Extra Number, 1965.
107. T.Miyazima. Proc. Int. Conf. Elem. Part., 1965, Kyoto, page 42.
108. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).
109. Г.А. Лексин, Ю.П. Кумекян. ЖЭТФ, 33, 1147 (1957).
110. Shigeo Matsumoto. Journ. Phys. Soc. Jap., 17, 1 (1962).
111. Н.П. Богачев, Е.Л. Григорьев, Ю.П. Мереков, Н.А. Митин. ЖЭТФ, 44, 493 (1963).
112. D.W.Barr. Report UCRL - 3793, 1957.
113. G.Friedlander, J.M.Miller, R.Wolfgang, J.Hudis and E.Baker. Phys. Rev., 94, 727 (1954).

114. J.Hudis, I.Dostrovsky, G.Friedlander, J.R.Grover, N.T.Porile, L.P.Remsberg, R. W.Stoenner and S.Tanaka. Phys. Rev., 129, 434 (1963).
115. G.Rudstam, E.Brunins and A.C.Papas. Phys. Rev., 126, 1852(1962).
116. P.Cüer. Proc. Int. Conf. on hyperfragment, St. Cergue 28-30 March, 1963, page 123.
117. O.V.Lozhkin and N.A.Perfilov. Proc. Int. Conf. on hyperfragment, St. Cergue, 28-30 March 1963.
118. N.A.Perfilov. Int. Conf. on high energy physics and nucl. structure, CERN, Feb. 25, March, 1, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 ноября 1968 года.

Таблица 2.1  
Сечения образования фрагментов при взаимодействиях элементарных частиц с ядрами

Первичная частица	Энергия, Гэв	Ядро - мишень	Критерии отбора	Тип фрагментов	Сечения, мб	Вероятность фрагментации	Литература
1	2	3	4	5	6	7	8
P	0,1	EmL		Z73	1,16 ± 0,36		8
P	0,1	EmH		Z73	1,98 ± 0,64		8
P	0,3	EmL		Z74	2		9
P	0,3	EmH		Z74	3		9
P	0,34	C		<sup>8</sup> Li	(70 ± 20) · 10 <sup>2</sup>		10
		N			(55 ± 16) 10 <sup>2</sup>		10
		Ne			(20 ± 6) 10 <sup>-2</sup>		10
		A			(22 ± 7) 10 <sup>-2</sup>		10
		Kr			(15,5 ± 2) 10 <sup>-2</sup>		10
		Xe			(2,6 ± 0,8) 10 <sup>-2</sup>		10
	0,66	Bi		Z74	25		11
	0,66	U		Z74	22		11
	0,66	EmH		Z74	12		9
	0,93	EmH		<sup>8</sup> Li	185 ± 31		12
	0,93	EmH		Z74	62 ± 11		12
	0,93	EmL		<sup>8</sup> Li	20 ± 8		12
	0,93	EmL		Z74	18 ± 5		12
	0,93	EmH		<sup>8</sup> Li	2		12
	0,95	EmH		<sup>8</sup> Li	1,1 ± 0,3		13
	0,95	EmL		<sup>8</sup> Li	0,5 ± 0,2		13
	1,0	C		<sup>9</sup> Li	0,216		14
		Al		<sup>9</sup> Li	0,198		14
		Cu		<sup>9</sup> Li	0,120		14
		Ag		<sup>9</sup> Li	0,220		14
		W		<sup>9</sup> Li	0,82		14
	2,0	Ag		<sup>8</sup> Li	2,8		15
	2,0	Au		<sup>8</sup> Li	6,9		15
	2,2	Cu		<sup>8</sup> Li	1,6		15
	2,2	<sup>15</sup> N		<sup>12</sup> Ba	15,9		16
		<sup>16</sup> O			3,3 ± 0,8		16
		<sup>18</sup> O			103 ± 3,0		16

26

1	2	3	4	5	6	7	8
		F			12 ± 7		16
		Na			7,8 ± 1,4		16
		Al			3,5 ± 1,0		16
	5,7	Em	7 ≤ N <sub>H</sub> ≤ 17	<sup>8</sup> Li		0,0039 ± 0,0008	17
			N <sub>H</sub> 7,7			0,068 ± 0,012	17
			N <sub>H</sub> 7,5			0,013 ± 0,001	18
	6,2	Em	N <sub>H</sub> 7,8	Z = 3		0,25	19
				Z = 4		0,09	19
				Z = 5		0,03	19
	9,0	Em		<sup>8</sup> Li, <sup>8</sup> B	3		20
		Pb	N <sub>H</sub> 7,6	<sup>8</sup> Li		0,0495 ± 0,0068	21
		Em	N <sub>H</sub> 7,8	<sup>8</sup> B		0,0198 ± 0,0018	22
				<sup>9</sup> Li		0,0006 ± 0,0003	22
		Ag, Br		Z73	100 ± 3	0,0004 ± 0,0003	22
				<sup>8</sup> Li		0,0188 ± 0,0018	23
				<sup>8</sup> B		0,006 ± 0,003	23
	19,0	Em		<sup>8</sup> Li		0,025	24
	24,0	Ag, Br	N <sub>H</sub> 7,8	<sup>8</sup> Li		0,0249 ± 0,0024	23
	24,0			<sup>8</sup> B		0,0014 ± 0,0004	23
	24,8	Em		<sup>8</sup> Li, <sup>8</sup> B		0,0107	24
	25,0	Em		<sup>8</sup> Li, <sup>8</sup> B		0,011	26
	25,0			<sup>8</sup> Li	2,0 ± 0,5		27
	28,0	Al		<sup>7</sup> Ba	7,9		28
	28,0			" C	4,7		28
	28,0	Em	N <sub>H</sub> 7,7	<sup>13</sup> N	1,2		28
	28,0			<sup>8</sup> Li		0,014 ± 0,002	29
		CNO		<sup>8</sup> Li	0,6 ± 0,2		30
n	0,15	Em		Z72	2,8 ± 1,4		31
	0,4			<sup>8</sup> Li	0,8 ± 0,4		31
	0,4			<sup>8</sup> B	1,6 ± 0,6		31
	0,4			<sup>8</sup> Li	1,35 ± 0,4		10
d	0,19	C			0,68 ± 0,2		10
		W			0,25 ± 0,07		10
		Ne			0,22 ± 0,07		10
		A			0,04 ± 0,01		10
		Kr					10

27

И	2	3	4	5	6	7	8
P <sup>-</sup> g <sup>-</sup>	5,0	Xe	W <sub>H77</sub>	σ <sub>Li</sub>	0,036 ± 0,01	(8,0 ± 2,5) · 10 <sup>-6</sup>	10
	~0	Em		σ <sub>Li</sub>	0,021 ± 0,001		32
	~0	Em		σ <sub>He</sub>	0,02		33
	~0	C					2
	~0	U					2
	4,75	Em	W <sub>H75</sub>	Z <sub>73</sub>	0,064		55
	4,5	Ag, Br		σ <sub>Li</sub>	0,014 ± 0,001		36
	4,5	Cu, O		σ <sub>Li</sub>	0,006		36
	4,5	Em	7 ≤ W <sub>H77</sub> ≤ 17	σ <sub>Li</sub>	0,0046 ± 0,001		17
	4,5	Em	W <sub>H77</sub>	σ <sub>Li</sub>	0,031 ± 0,011		17
g <sup>+</sup>	4,6	Em	W <sub>H77</sub>	σ <sub>Li</sub>	0,0099 ± 0,0003	37	
	17,2	Em		σ <sub>Li</sub>	0,013 ± 0,003	27	
	17,2	Em		σ <sub>He</sub>		27	
	0,03	Em, L		Z <sub>74</sub>	0,4 ± 0,2	38	
	0,08	Em, H		Z <sub>74</sub>	1,2 ± 0,5	38	
	0,28	Em, L		Z <sub>74</sub>	0,56 ± 0,3	39	
	0,28	Em, H		Z <sub>74</sub>	1,4 ± 0,5	39	
	0,8	Em		Z <sub>73</sub>		27	
	1,3	Em	W <sub>H78</sub>	σ <sub>Li</sub>	0,002 ± 0,0005	40	
	1,5	Em	W <sub>H78</sub>	σ <sub>Li</sub>	0,0127 ± 0,002	40	
K <sup>-</sup>	1,5	Em		σ <sub>Li</sub>	0,0121 ± 0,002	27	
	1,5	Em		σ <sub>Li</sub>	0,008 ± 0,002	41	
	1,5	Em	W <sub>H76</sub>	σ <sub>Li</sub>	0,0098 ± 0,001	41	
	3,0	Em	W <sub>H76</sub>	σ <sub>Li</sub>	0,021 ± 0,0021	42	
	3,0	Em		σ <sub>Li</sub>	0,008 ± 0,0005	43	
	5,0	Em		σ <sub>Li</sub>	0,0111 ± 0,0005	43	
	5,0	Em		σ <sub>Li</sub>	0,0288 ± 0,003	43	
	5,0	Em	W <sub>H76</sub>	σ <sub>Li</sub>		44	

Таблица 2.2  
Сечения образования <sup>7</sup>Be, <sup>22</sup>Na и <sup>24</sup>Na при облучении протонами мишеней из различных веществ

Ядро	Энергия протонов, ГэВ	Сечение, мб				Литература
		<sup>7</sup> Be	<sup>22</sup> Na	<sup>24</sup> Na	<sup>24</sup> Na/ <sup>22</sup> Na	
I	2	3	4	5	6	7
Cu	2,2	10,5 <sup>а)</sup>	1,9 <sup>а)</sup>	3,4 <sup>а)</sup>		II3
	3,0	8,6	1,9	3,0	1,6	II4
	5,7	13,7 <sup>б)</sup>	2,4 <sup>б)</sup>	4,0 <sup>б)</sup>		II2
	10	11,9	2,9	3,4	1,2	II4
	24	7,0	1,2	1,3		II5
	29			30 ± 0,3	3,5 ± 0,3	
Ag	30	11,7	2,8	3,5	1,3	II4
	3,0	18,2	2,2	4,7	2,1	50
Ta	30	7,4	1,1	2,1	1,9	50
	3,0	7,3	0,3	2,1	6,8	50
Au	10	19,6	1,6	6,8	4,4	50
	30	19,9	1,6	7,0	4,2	50
	30	21,6	2,1	10,4	4,9	50
Pb	3	6,2	0,5	3,4	7,1	50
	10	21,4	2,0	12,3	6,2	50
	30	22,1	2,0	10,5	5,3	50
U	3	7,0	0,8	6,0	7,5	50
	10	20,2	2,0	16,5	8,3	50
	30	20,2	2,3	16,1	7,2	50
Ti	29		3,7 ± 0,2	4,2 ± 0,3		60

а) Работа (/112/) Исправлено с учетом σ<sub>Al</sub>(<sup>24</sup>Na) = 8,7 мб /114/.  
б) Работа (/113/) Исправлено с учетом σ<sub>Al</sub>(<sup>24</sup>Na) = 9,5 мб /114/.



Таблица 2.3

Сечения образования  $^{24}\text{Na}$  и  $^{18}\text{F}$  при облучении  
протонами мишеней из различных веществ (см. работу /47/)

Вид мишени	Сечение, мб	Энергия протонов, ГэВ				
		1,0	2,0	3,0	4,5	5,9
Cu	$\sigma(^{24}\text{Na})$	1,0	3,8	4,0	4,6	4,8
	$\sigma(^{18}\text{F})$	0,51	1,4	1,7	2,5	3,4
Ag	$\sigma(\text{Na}/\text{F})$	2,0	2,4	2,3	1,8	1,4
	$\sigma(^{24}\text{Na})$	0,30	1,4	2,7	4,1	3,3
Ta	$\sigma(^{18}\text{F})$	0,20	0,55	1,7	1,9	1,5
	$\sigma(\text{Na}/\text{F})$	1,5	2,5	1,6	2,2	2,2
Au	$\sigma(^{24}\text{Na})$	0,20	0,85	2,3		8,7
	$\sigma(^{24}\text{Na})$	0,44	2,2	5,0	7,4	9,4
Pb	$\sigma(^{18}\text{F})$	0,07	0,25	0,73	1,7	2,5
	$\sigma(\text{Na}/\text{F})$	6,3	8,8	6,8	4,4	3,8
U	$\sigma(^{24}\text{Na})$	0,36	2,3	4,4	7,2	9,2
	$\sigma(^{18}\text{F})$	0,05	0,49	0,83	1,1	1,4
U	$\sigma(\text{Na}/\text{F})$	7,2	4,7	5,3	6,9	6,5
	$\sigma(^{24}\text{Na})$	0,63	2,9	5,6	11,3	12,0
U	$\sigma(^{18}\text{F})$	0,13	0,55	1,4	2,0	3,2
	$\sigma(\text{Na}/\text{F})$	4,9	5,3	4,0	5,7	3,8

Таблица 2.4

Сечения образования  $^9\text{Li}$ ,  $^{16}\text{C}$  и  $^{17}\text{N}$  (в мб) при  
облучении протонами с энергией 1,0 и 2,8 ГэВ различных  
мишеней /14/

Вид мишени	$^9\text{Li}(1)$	$^9\text{Li}(2.8)$	$^{16}\text{C}(1)$	$^{16}\text{C}(2.8)$	$^{17}\text{N}(1)$	$^{17}\text{N}(2.8)$	
	1	2	3	4	5	6	7
B		1,20	1,13				
C		0,216	0,236				
$^{14}\text{N}$			0,28 <sup>a)</sup>				
$^{15}\text{N}$			0,53 <sup>a)</sup>				
$^{16}\text{O}$		0,106	0,128				
$^{18}\text{O}$		0,59	0,58	1,12	0,90	30,4	25,1
			0,63 <sup>a)</sup>				
F		0,28	0,284	0,099	0,071	2,03	1,80
Na		0,185	0,302	0,082	0,101	1,07	1,15
Mg		0,130		0,046		0,58	
Al		0,133	0,238	0,050	0,0654	0,66	0,72
Si		0,077		0,023		0,33	
S		0,054		0,017		0,26	
Ca		0,040	0,126	0,010	0,0253	0,150	0,29
Ti		0,125	0,409	0,0335	0,102	0,307	0,775
Ni			0,249		0,046		0,402
Cu		0,120	0,440	0,0184	0,087	0,149	0,65
Nb			0,814		0,136		0,87
Ag		0,220	1,05	0,028	0,176	0,163	0,99
La		0,65	2,63	0,072	0,500	0,390	2,13
Pr		0,393	2,25	0,069	0,413	0,29	2,07
Nd			2,75		0,484		2,20
Ta		0,59		0,099		0,366	
W		0,82	3,9	0,105	0,89	0,393	3,4
Pb			6,0		1,16		4,2
U		1,7	7,5	0,31	1,8	1,1	6,3

а) Приведенное значение соответствует первичной энергии 2,2 ГэВ /83/.

Таблица 2.5  
Зависимость выхода  ${}^8\text{Li}$  на одну звезду от числа черных треков  
в звезде

$\mathcal{N}_8$	5-8	9-II	I2-I4	I5-20	$\geq 21$	
$\pi$ 4.3 ГэВ /35/	$0,0057 \pm 0,0018$	$0,0064 \pm 0,0026$	$0,030 \pm 0,007$	$0,055 \pm 0,013$	0,03	
$p$ 5.7 ГэВ /18/	$0,0059 \pm 0,0012$	$0,0186 \pm 0,004$	$0,0186 \pm 0,004$	$0,0275 \pm 0,007$	0,05	
$\mathcal{N}_8$	8-10	II-13	I4-I6	I7-I9	20-22	$\geq 23$
$p$ 9 ГэВ /87/	$0,012 \pm 0,02$	$0,027 \pm 0,03$	$0,032 \pm 0,003$	$0,055 \pm 0,07$	$0,060 \pm 0,012$	$0,072 \pm 0,021$
$p$ 19 ГэВ /24/	$0,015 \pm 0,002$	$0,021 \pm 0,002$	$0,035 \pm 0,004$	$0,054 \pm 0,006$	$0,062 \pm 0,011$	$0,056 \pm 0,018$

Таблица 2.6  
Экспериментальные и расчетные сечения (в мб) образования фрагментов  
при взаимодействии протонов с различными ядрами. В скобках указаны  
номера уравнений, по которым рассчитывался радиус взаимодействия /87/

Мишень	Фрагмент	9 4 0 М э в -			1 8 4 0 М э в -			2.9 ГэВ		
		Опыт	Расчёт		Опыт	Расчёт		Опыт		
			(1)	(2)		(3)	(1)			(2)
Cu	${}^6\text{He}$	$2 \pm 1$	3,29	1,83	3,56	$4 \pm 2$	6,73	4,10	9,01	
	${}^8\text{Li}$					3	3,97	2,26	4,72	
Zn	${}^7\text{Be}$	$4,4 \pm 1,1$	6,06	2,80	3,63	$11,7 \pm 2,9$	13,52	7,56	6,45	
	${}^9\text{Li}$	0,13	0,085	0,028	0,029	0,33	0,157	0,073	0,056	0,51
Ag	${}^6\text{He}$	$4 \pm 2$	6,66	3,68	6,51	$7 \pm 4$	14,78	7,65	13,18	
	${}^7\text{Be}$	$2,5 \pm 0,6$	6,68	3,02	4,11	$11,3 \pm 2,8$	16,75	7,38	8,75	
In	${}^8\text{Li}$					4	7,25	3,61	5,75	
	${}^{13}\text{N}$	0,056	0,064	0,020	0,025	0,19	0,116	0,041	0,044	0,27
Au	${}^8\text{Li}$					9	20,10	8,45	10,75	
	${}^7\text{Be}$	$1,3 \pm 0,3$	4,78	1,31	2,07	$5,9 \pm 1,5$	16,22	6,12	5,50	
:Pb	${}^6\text{He}$	$10 \pm 5$	13,35	6,11	9,55	$21 \pm 11$	38,30	18,35	23,60	
	${}^{13}\text{N}$	0,011	0,042	0,008	0,007	0, 11	0,151	0,035	0,028	0,16
U	${}^{13}\text{N}$	0,025	0,163	0,030	0,023	0,075	0,550	0,111	0,094	0,125

Таблица 2.7

Отношение выходов различных фрагментов из меди  
к выходам из Ni /14/

Вид фрагмента	Расчёт ( 1,84 ГэВ )	О П Ы Т ( 2,8 ГэВ )
6 He	1,42	
6 Li	0,85	
7 Li	1,06	
7 Be	0,58	
8 Li	1,32	
8 B	0,48	
9 Li	1,66	1,77
11 C	0,49	
13 N	0,50	
14 C	1,10	
16 C	2,48	1,98
17 N	2,25	1,62

Таблица 2.8

Сечение образования фрагментов при взаимодействии  
протонов с энергией 28 ГэВ с различными мишенями.  
Расчет произведен для первичной энергии 1,8 ГэВ /80/

Мишень	Фрагмент	$\sigma_{\text{теор, мб}}$	$\sigma_{\text{рас, мб}}$
Cu	Na 22	$3,0 \pm 0,2$	$2,5 \pm 1,2$
	Na 24	$3,5 \pm 0,3$	$2,8 \pm 1,3$
	K 42	$2,8 \pm 0,2$	$3,0 \pm 1,3$
	K 43	$1,0 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,7$
Fe	Na 22	$3,4 \pm 0,3$	$4,0 \pm 1,4$
	Na 24	$3,8 \pm 0,1$	$3,8 \pm 1,4$
	K 42	$3,5 \pm 0,1$	$4,2 \pm 1,5$
	K 43	$1,1 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,7$
Ti	Na 22	$3,7 \pm 0,2$	$4,0 \pm 1,4$
	Na 24	$4,2 \pm 0,3$	$5,2 \pm 1,7$

Таблица 4.1  
 Отношение F/V фрагментов  ${}^8\text{Li}$ , образующихся при  
 взаимодействии протонов с энергией 28 Гэв в эмульсии /29/

Энергия фраг. $\mathcal{N}_H$	Все фрагменты	$E < 20$ Мэв	$E = (20 \div 40)$ Мэв	$E = (40 - 60)$ Мэв
$7 \leq \mathcal{N}_H \leq 17$	$0,744 \pm 0,102$	$0,500 \pm 0,104$	$0,750 \pm 0,286$	$2,000 \pm 1,414$
$\mathcal{N}_H > 18$	$1,056 \pm 0,201$	$0,957 \pm 0,285$	$1,192 \pm 0,317$	$1,000 \pm 0,816$
—	$0,925 \pm 0,138$	$0,744 \pm 0,174$	$1,024 \pm 0,22$	$1,500 \pm 0,791$

Таблица 5.1  
 Средние числа вторичных частиц в звездах с фрагментами и без фрагментов

Норм. чис- тица	T, Гэв	$\bar{N}_8$		Без фраг- ментов	$\bar{N}_9$		Без фраг- ментов	$\bar{N}_5$		Без фраг- ментов	Литера- тура
		$E_F \leq 40$ Мэв	$E_F > 40$ Мэв		$E_F \leq 40$ Мэв	$E_F > 40$ Мэв		$E_F \leq 40$ Мэв	$E_F > 40$ Мэв		
P	25,0	$10,5 \pm 1,0$	$11,5 \pm 1,0$	$8,9 \pm 1,0$	$6,0 \pm 0,8$	$7,5 \pm 1,0$	$4,8 \pm 0,8$				27
9T	17,2	$9,8 \pm 0,8$	$11,5 \pm 1,5$	$7,9 \pm 0,8$	$6,2 \pm 0,8$	$7,6 \pm 0,9$	$4,9 \pm 0,6$				27
K <sup>-</sup>	1,5	$7,2 \pm 1,4$	$7,6 \pm 1,2$	$4,8 \pm 0,5$	$2,8 \pm 0,4$	$3,2 \pm 0,5$	$2,0 \pm 0,4$	$0,52 \pm 0,20$	$0,50 \pm 0,20$		27
K <sup>-</sup>	3,0		$10,2 \pm 0,2$	$6,1 \pm 0,8$	$4,2 \pm 0,1$		$3,8 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,2$		$1,4 \pm 0,2$	41

Таблица 5.2

Некоторые характеристики звезд с молоткообразными следами (Н.Н.Т.) и без молоткообразных следов (Н.Н.Т.). Энергия первичных  $K^-$ -мезонов 3 Гэв /41/

Характеристика	Н.Н.Т.		W. Н.Т.	
	Среднее значение	F/B	Среднее значение	F/B
$\mathcal{N}_3$	$1,1 \pm 0,2$	$4,6 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,2$	$5,5 \pm 0,1$
$\mathcal{N}_2$	$4,2 \pm 0,1$	$2 \pm 0,1$	$3,3 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,1$
$\mathcal{N}_1$	$10,2 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,2$	$6,1 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,1$
$\mathcal{N}_H$	$14,4 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,2$	$9,4 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,2$

Таблица 7.1

Характеристики взаимодействий в эмульсии с различным числом фрагментов ( $z \geq 3$ )  $N_F$ . Энергия первичных протонов  $T=25$  Гэв. Цифрами I, II и III обозначены звезды с двумя фрагментами с энергиями (на нуклон): 1)  $0,5 \text{ Мэв} < E_{1,2} < 4,5 \text{ Мэв}$ , 2)  $E_{1,2} > 4,5 \text{ Мэв}$ , 3)  $E_1 > 4,5 \text{ Мэв}$ ,  $0,5 \text{ Мэв} < E_2 < 4,5 \text{ Мэв} /101/$ .

	$\mathcal{N}_8$	$\mathcal{N}_9$	$\mathcal{N}_5$	$\mathcal{N}_H$
$\mathcal{N}_F = 0$	$8,6 \pm 0,1$	$5,0 \pm 0,1$	$2,6 \pm 0,2$	$13,6 \pm 0,3$
$\mathcal{N}_F = 1$	$9,4 \pm 0,1$	$7,8 \pm 0,1$	$2,9 \pm 0,1$	$17,2 \pm 0,2$
$\mathcal{N}_F = 2$	$9,4 \pm 0,3$	$9,0 \pm 0,3$	$3,5 \pm 0,2$	$18,4 \pm 0,5$
$\mathcal{N}_F > 2$	$10,3 \pm 0,6$	$3,7 \pm 0,6$	$3,3 \pm 0,3$	$19,0 \pm 0,8$
I. $\mathcal{N}_F = 2$	9,4	8,5	$3,7 \pm 0,4$	17,9
II. $\mathcal{N}_F = 2$	8,4	9,3	$3,7 \pm 0,4$	17,7
III. $\mathcal{N}_F = 2$	9,1	9,3	$3,3 \pm 0,2$	18,4

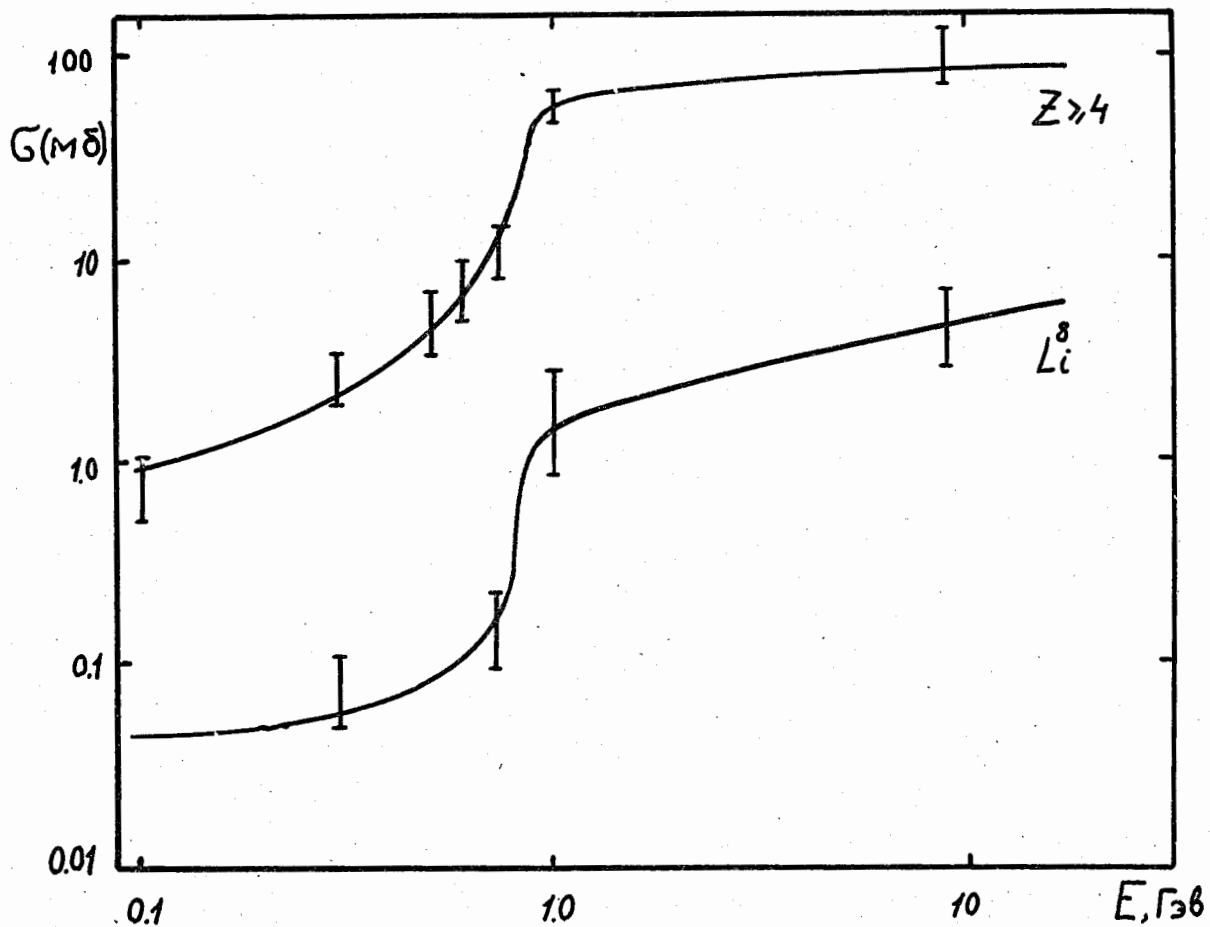


Рис.2.1. Функция возбуждения реакции образования  $Li$  при взаимодействии протонов с эмульсией.

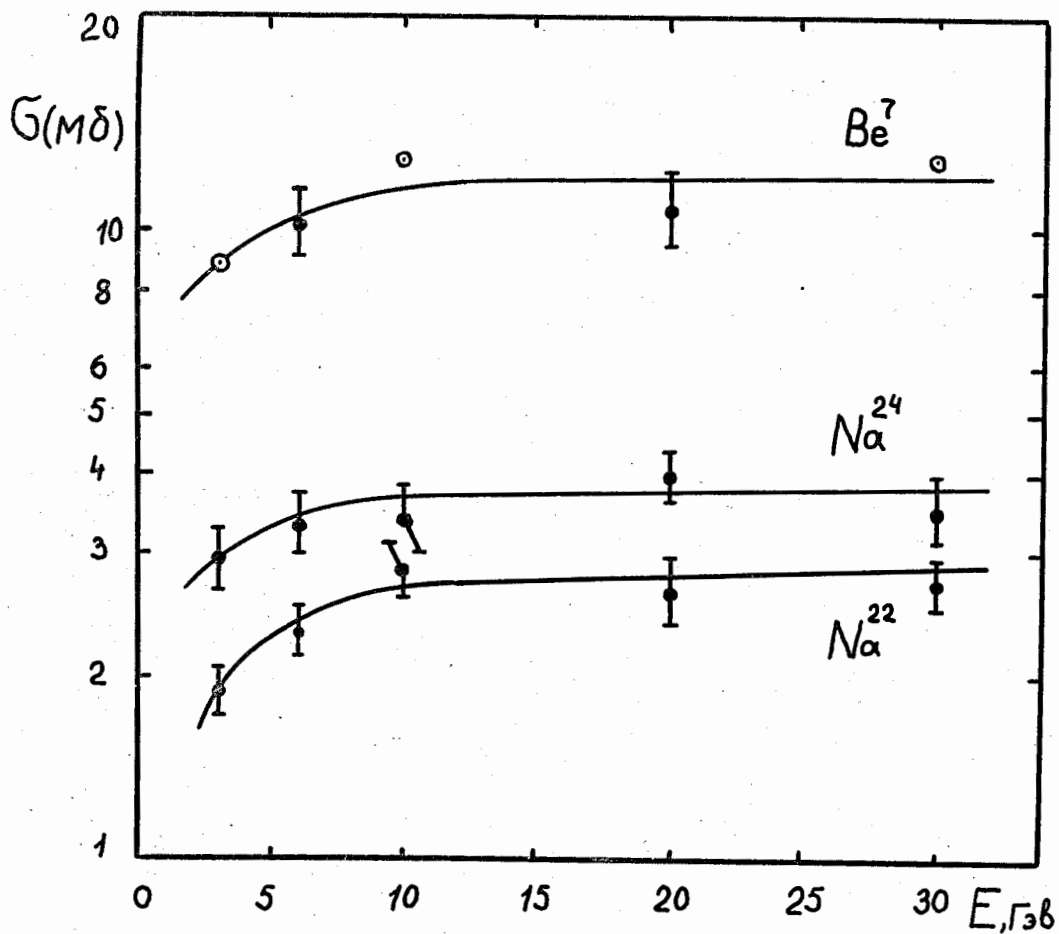


Рис.2.2. Функция возбуждения реакций образования  $Be^7$ ,  $Na^{24}$  и  $Na^{22}$  при взаимодействии протонов с ядрами меди. - /50/, - /114/.

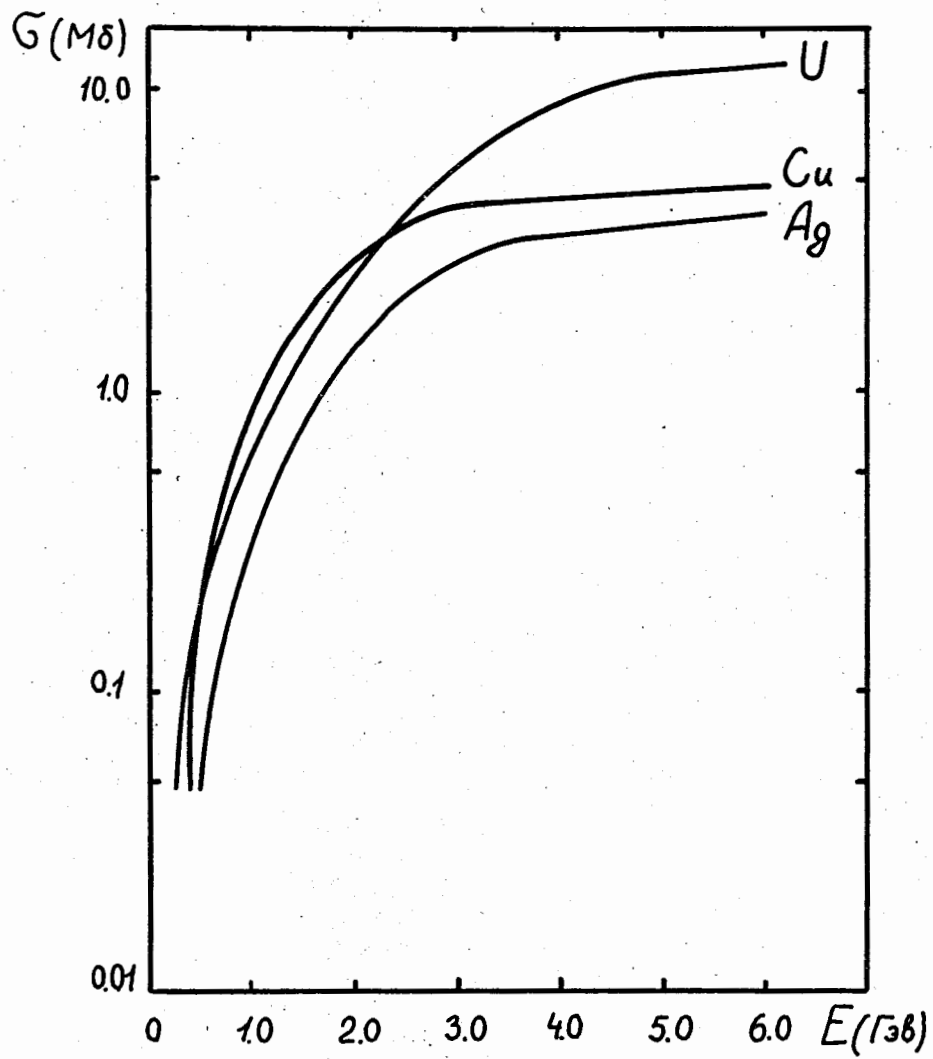


Рис.2.3. Функции возбуждения реакций образования  $^{24}\text{Na}$  при взаимодействии протонов с серебром, медью и ураном /82-84/.

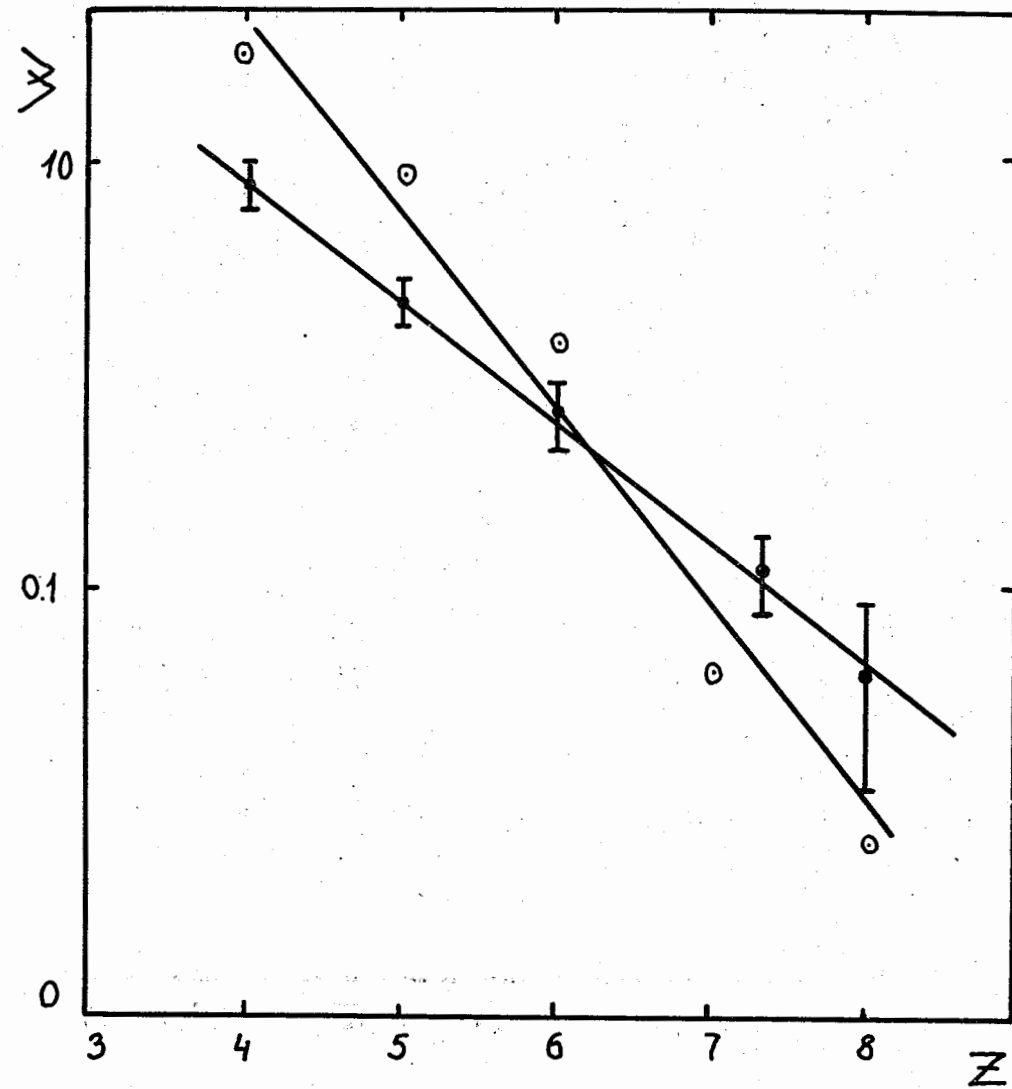


Рис.2.4. Зарядовое распределение фрагментов, образующихся при взаимодействии протонов различных энергий в эмульсии. ○ - 8 Гэв / $^{20}$ /, ● - 25 Гэв / $^{45}$ /.

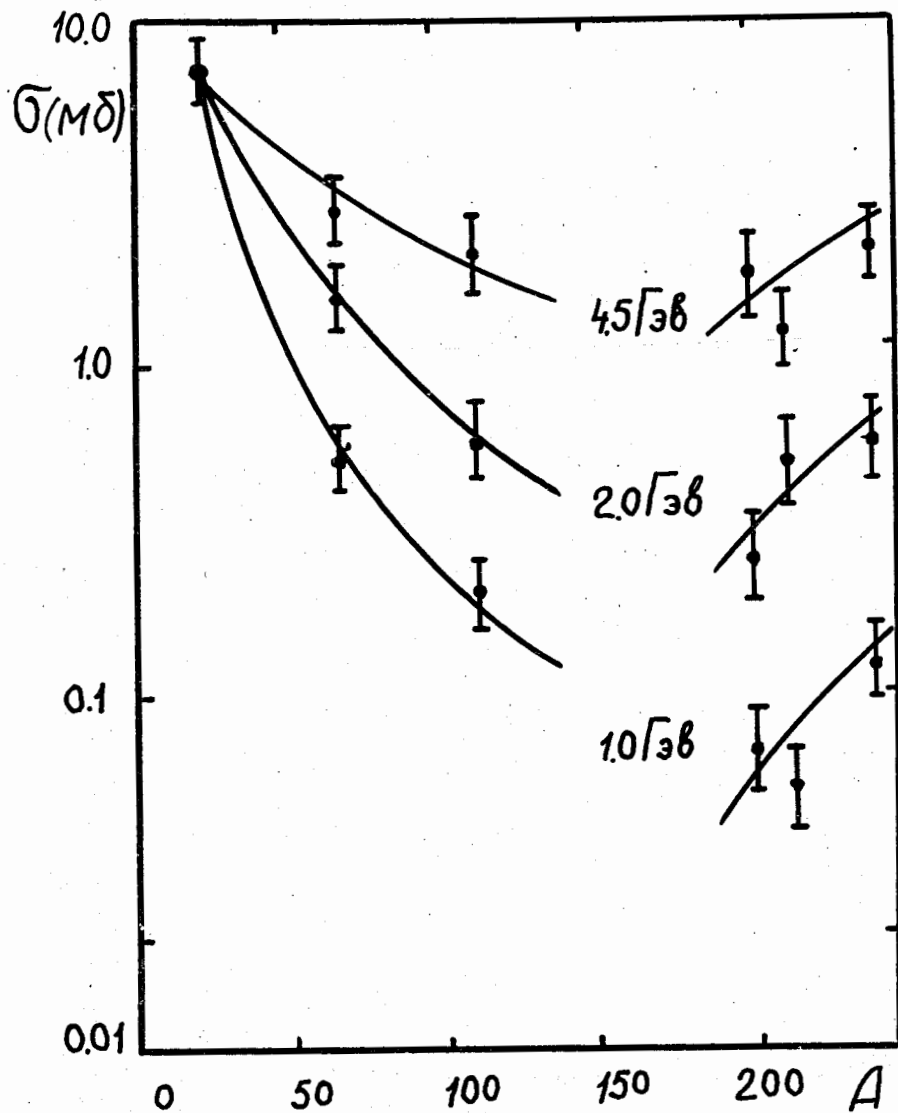


Рис.2.5. Зависимость сечений образования  $^{18}\text{F}$  протонами различных энергий от атомного номера ядра-мишени  $^{A}_{Z}$ .

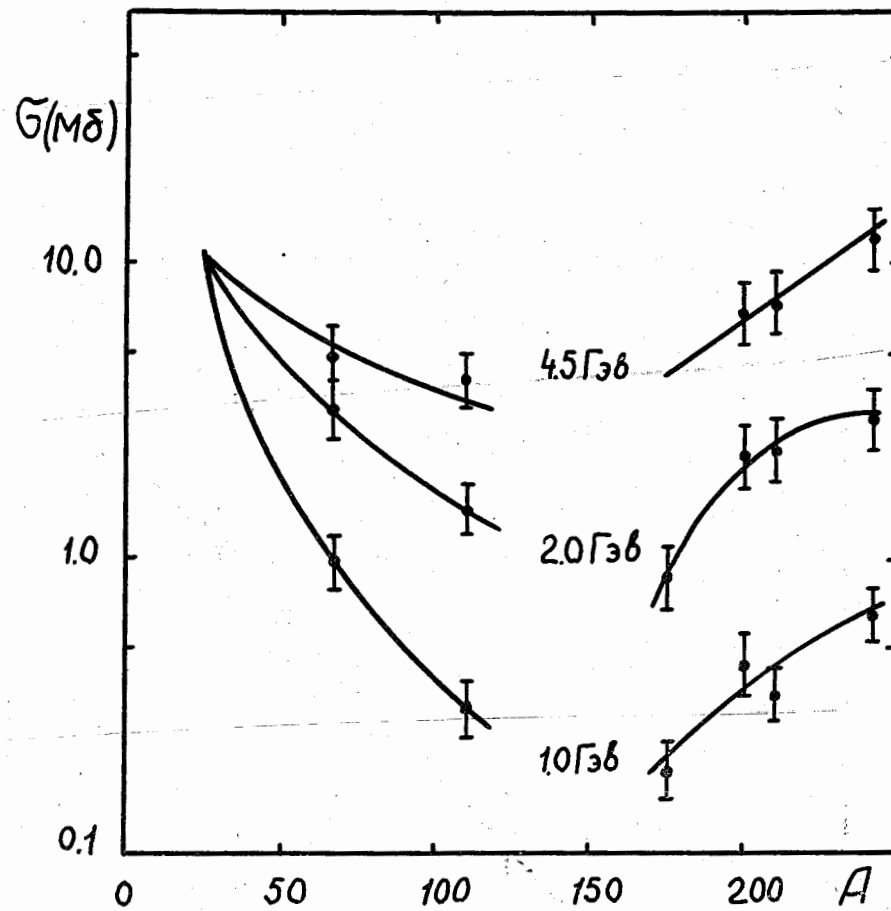


Рис.2.6. Зависимость сечений образования  $^{24}\text{Na}$  протонами различных энергий от атомного номера ядра-мишени  $^{A}_{Z}$ .



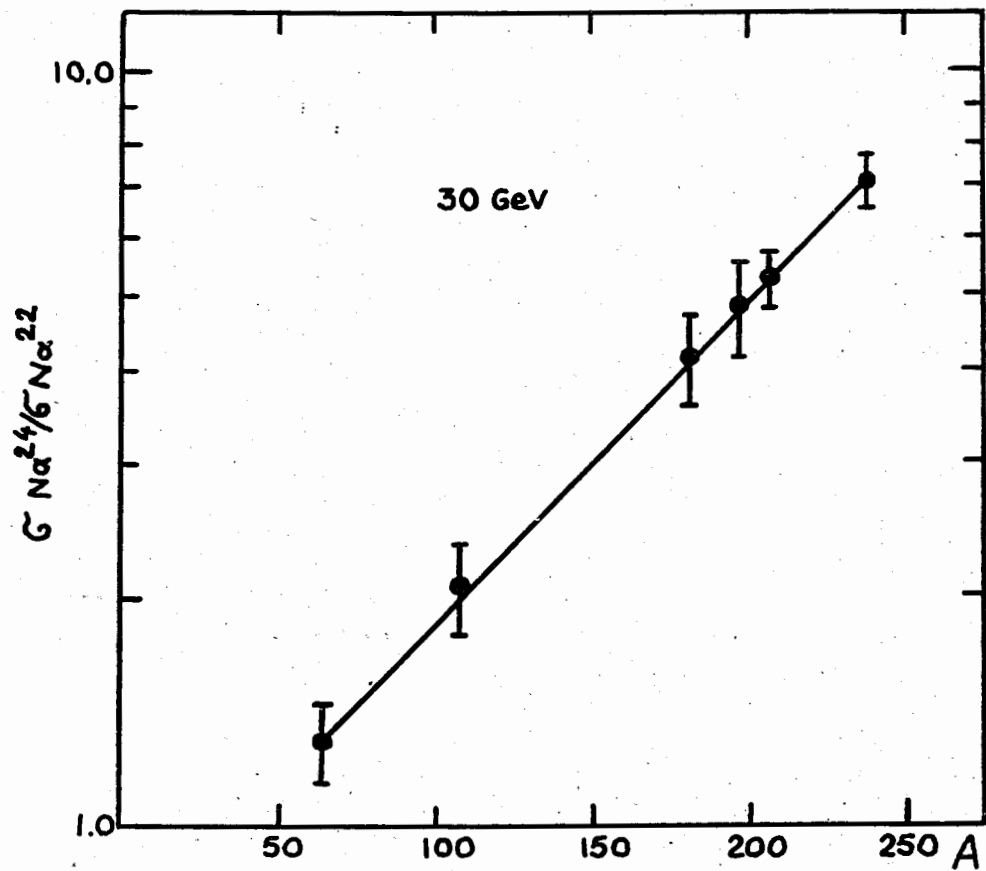


Рис.2.7. Зависимость отношения  $\sigma(^{24}Na)/\sigma(^{22}Na)$  от атомного номера ядра-мишени при энергии первичных протонов 30 Гэв.

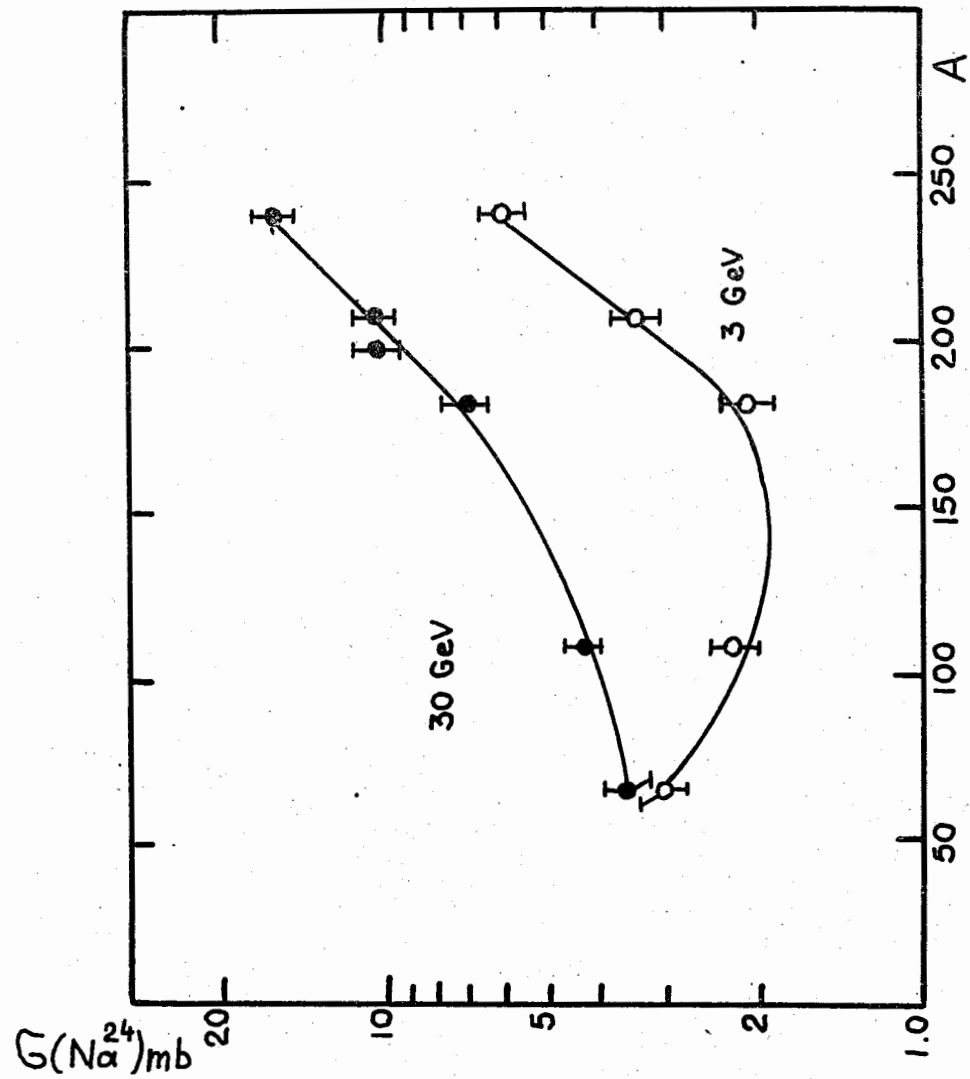


Рис.2.8. Зависимость сечения образования  $^{24}Na$  от атомного номера ядра-мишени при энергиях первичных протонов 3 Гэв и 30 Гэв/50/.

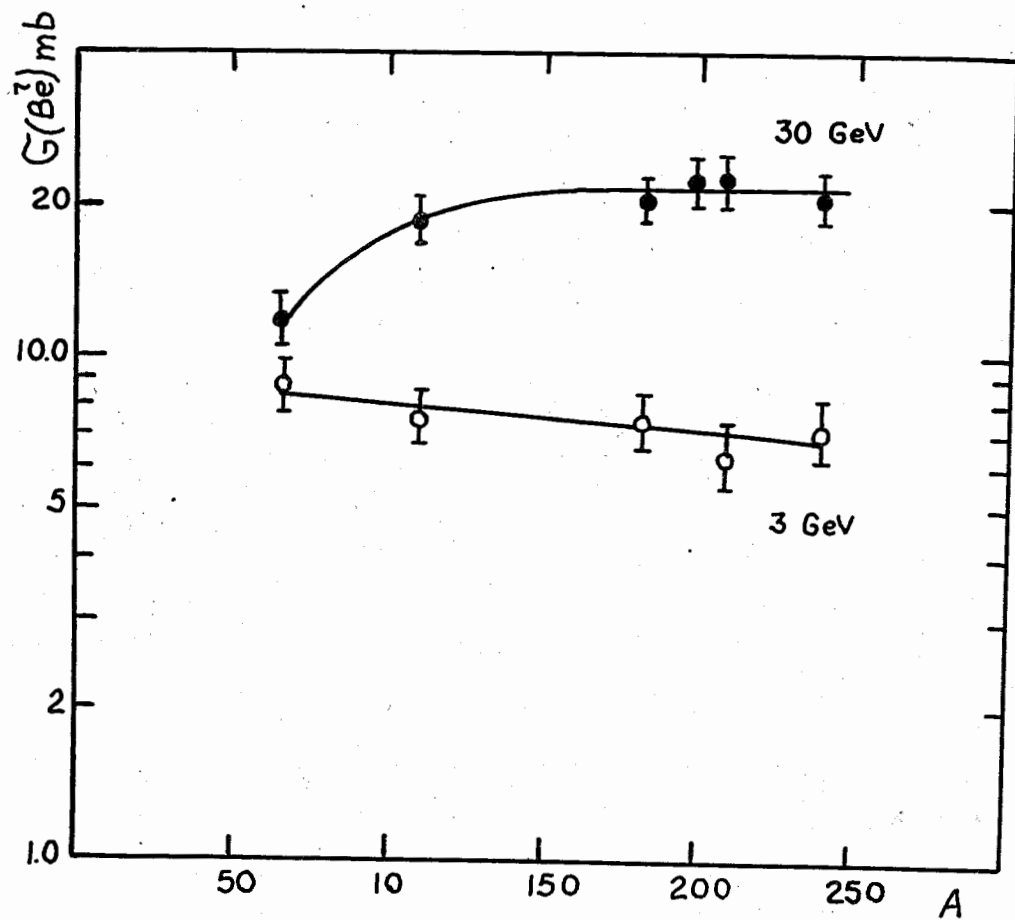


Рис.2.9. То же, что и на рис. 2.8 ( $^7\text{Be}$ ).

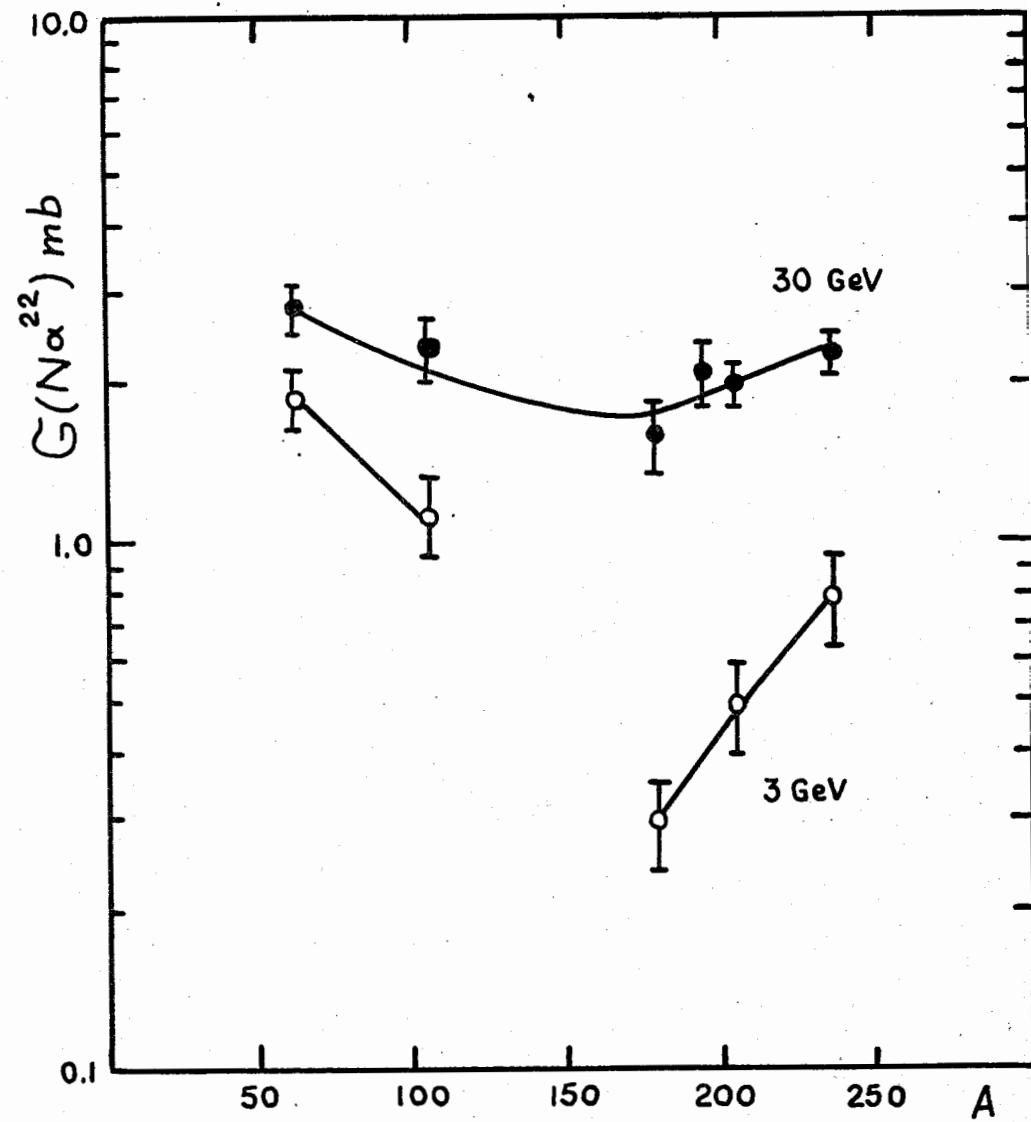


Рис.2.10. То же, что и на рис. 2.8 ( $^{22}\text{Na}$ ).

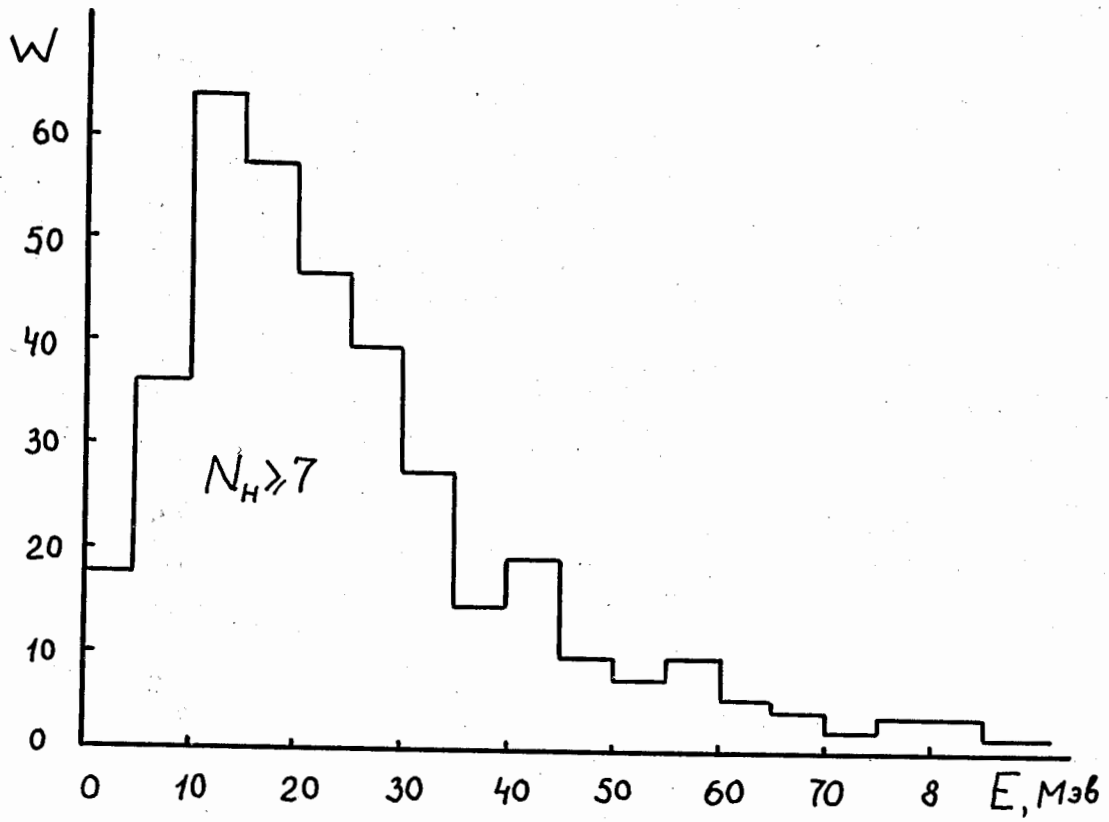


Рис.3.1. Энергетическое распределение фрагментов  ${}^8\text{Li}$ , образующихся при взаимодействии антипротонов с энергией 5 Гэв в эмульсии /32/.

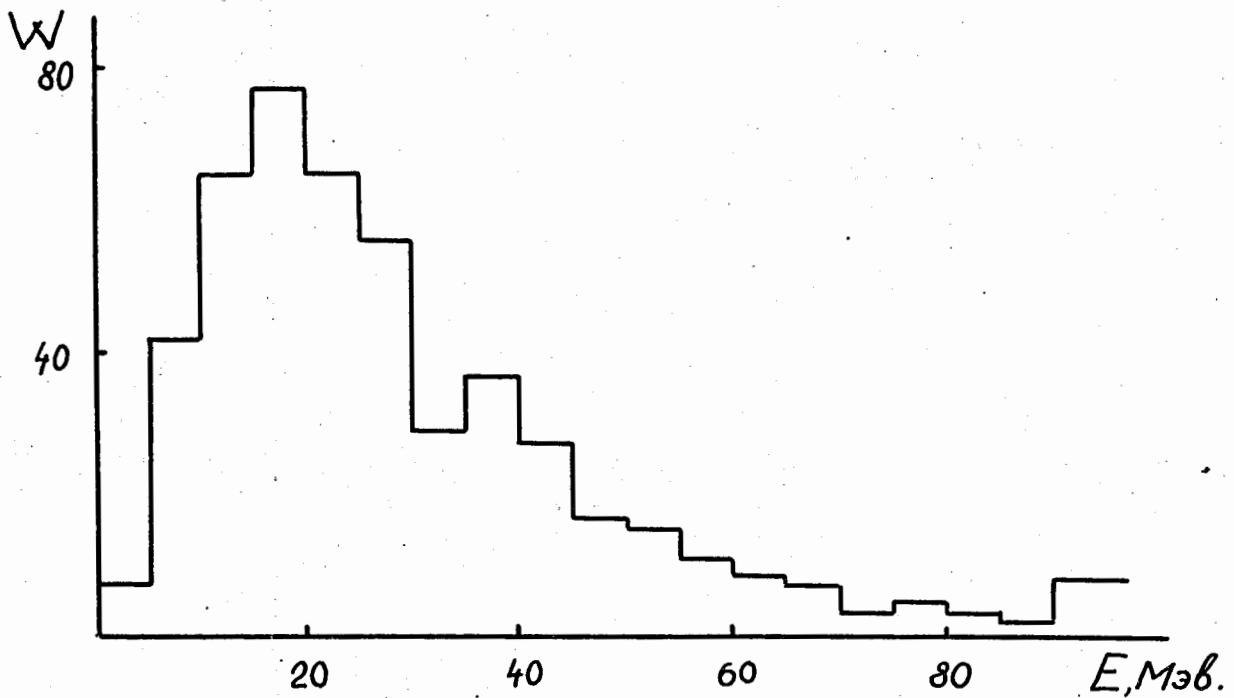


Рис.3.2. Энергетическое распределение фрагментов  ${}^8\text{Li}$ , образующихся при взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов с энергией 4,5 Гэв в эмульсии /64/.

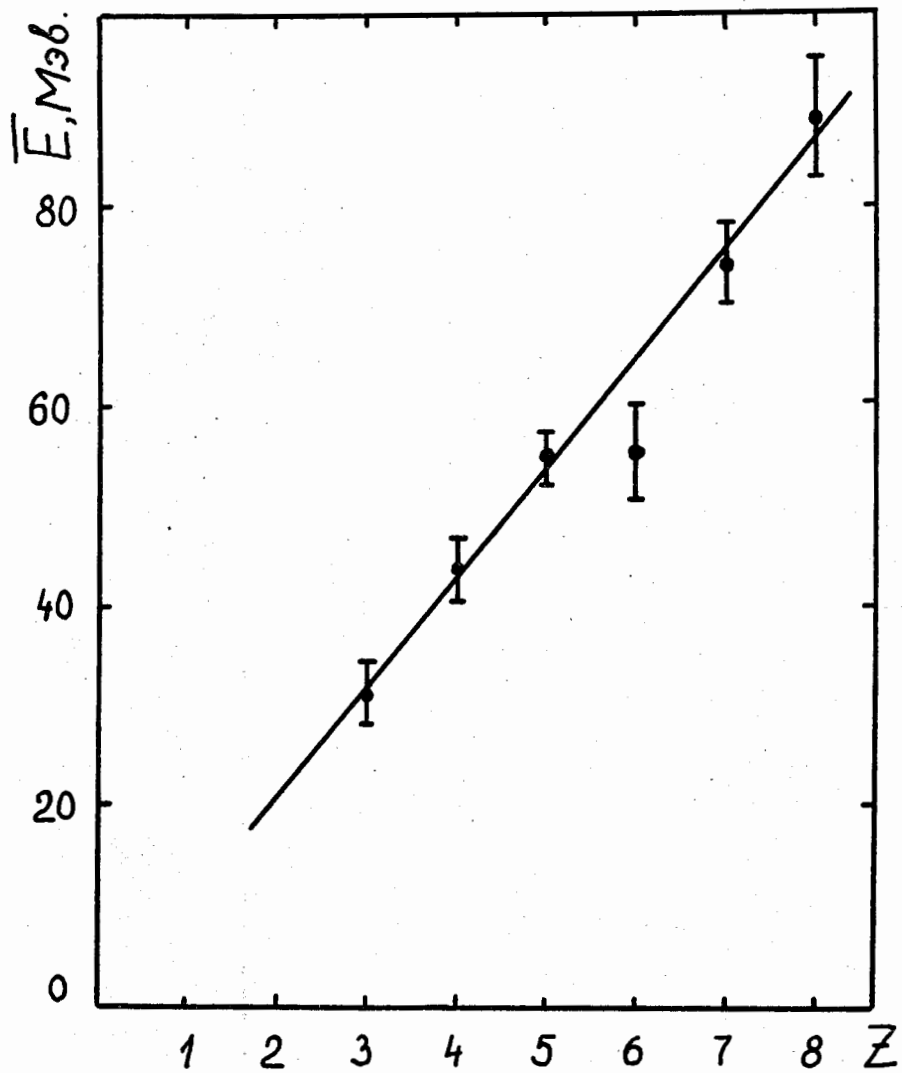


Рис.3.3. Зависимость средней энергии фрагментов, рождающихся при взаимодействии протонов с энергией 25 Гэв с ядрами эмульсии, от их заряда <sup>45/</sup>.

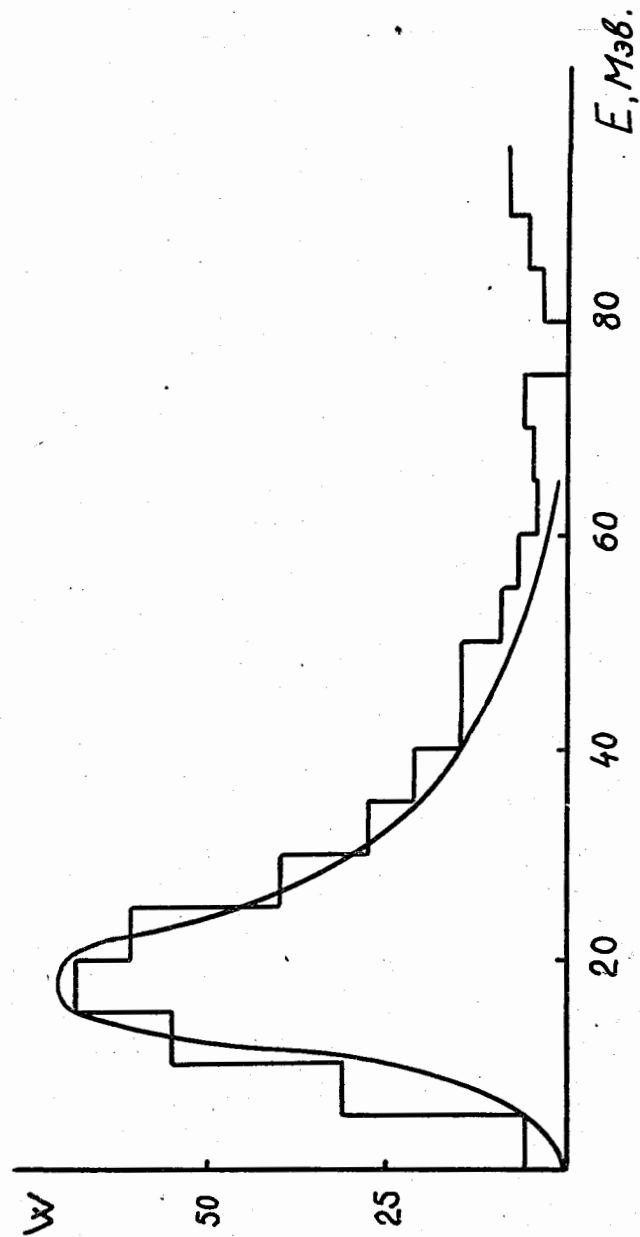


Рис.3.4. Энергетическое распределение фрагментов <sup>49</sup>Li, образующихся при взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов с энергией 17,2 Гэв в эмульсии. Кривая линия  $\gamma$  - расчет по теории испарения,  $\tau = 8$  мэв,  $\nu = 7$  Мэв,  $\nu = 0,001 / 27$ .

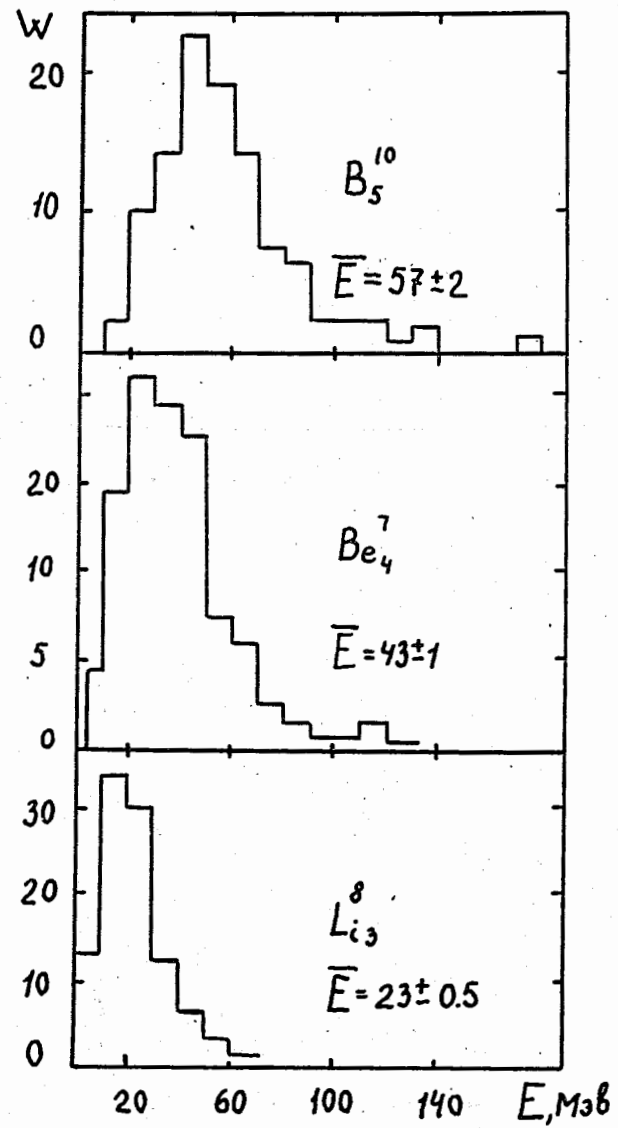


Рис.3.5. Энергетическое распределение фрагментов  $Li$ ,  $Be$  и  $B$ , образующихся при взаимодействии протонов с энергией 25 Гэв с ядрами эмульсии /45/.

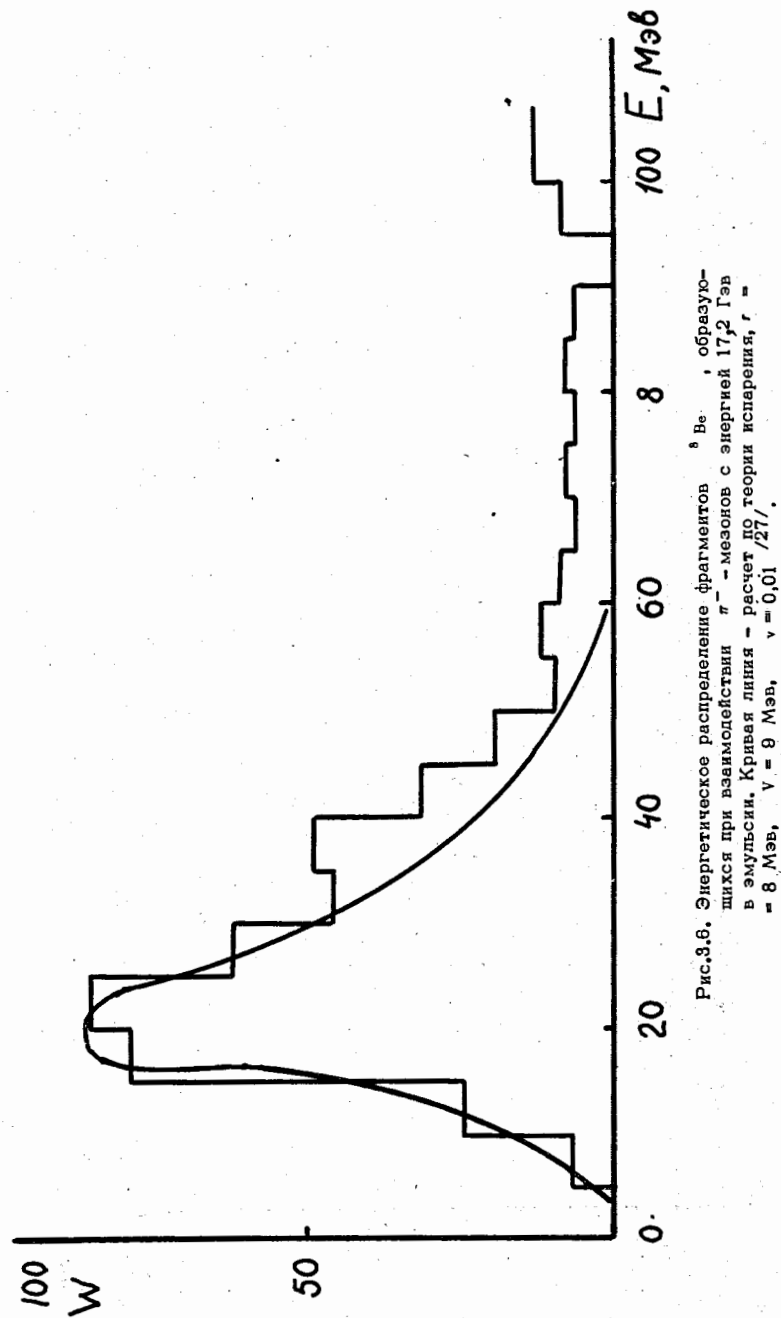


Рис.3.6. Энергетическое распределение фрагментов  $Be$ , образующихся при взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов с энергией 17,2 Гэв в эмульсии. Кривая линия - расчет по теории испарения,  $\tau = 8$  Мэв,  $\nu = 9$  Мэв,  $\nu = 0,01 / 27$ .

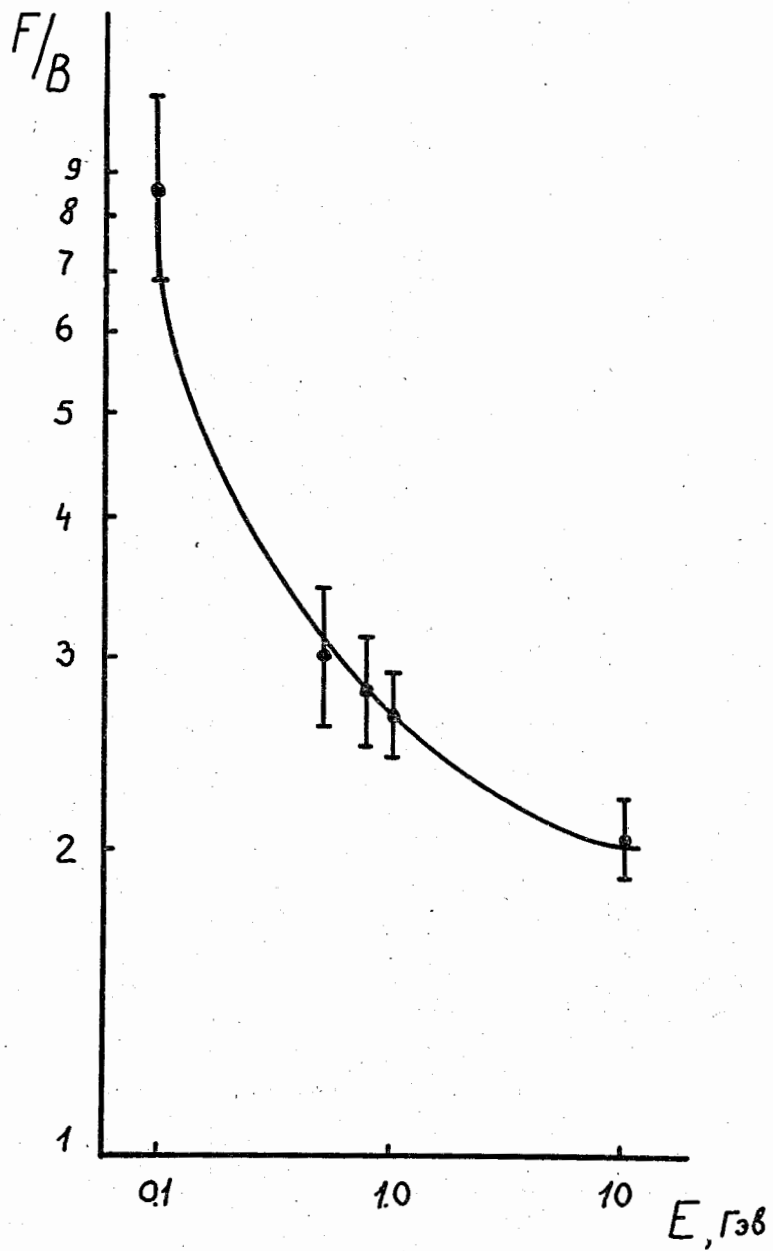


Рис.4.1. Зависимость  $F/B$  фрагментов с  $z \geq 4$  от энергии первичных протонов.

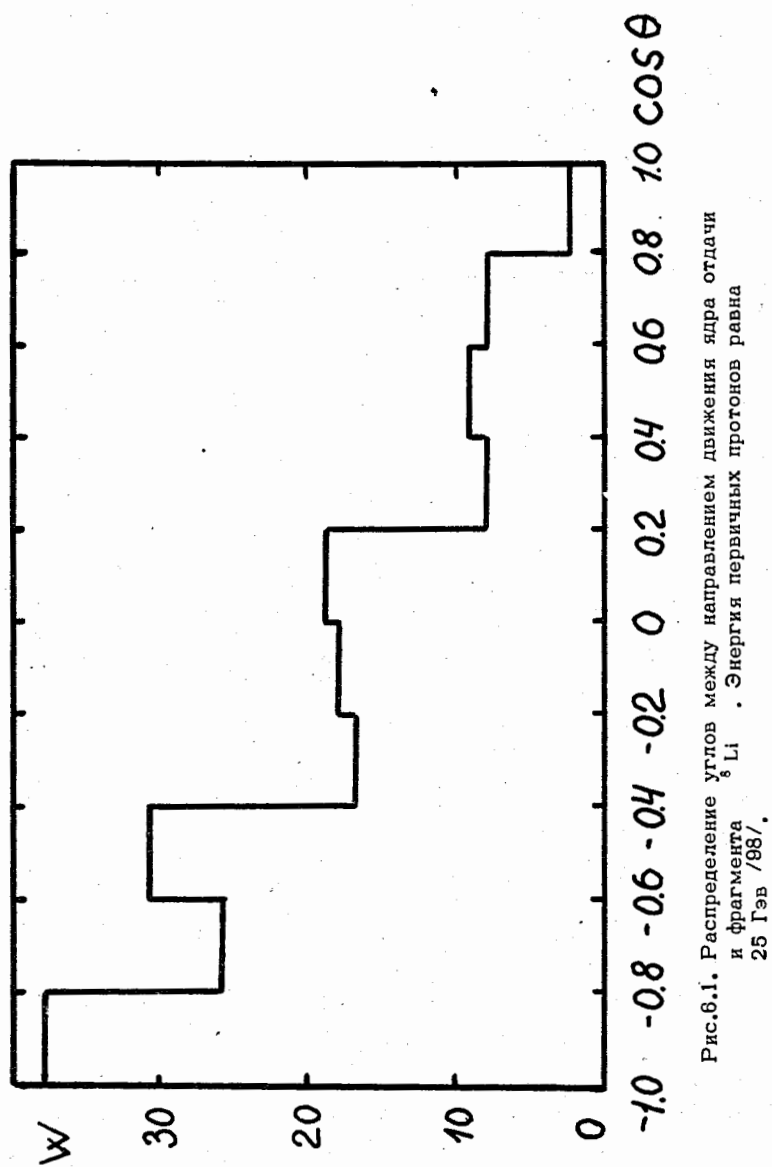


Рис.6.1. Распределение углов между направлением движения ядра отдачи и фрагмента  ${}^6\text{Li}$ . Энергия первичных протонов равна 25 Гэв /98/.

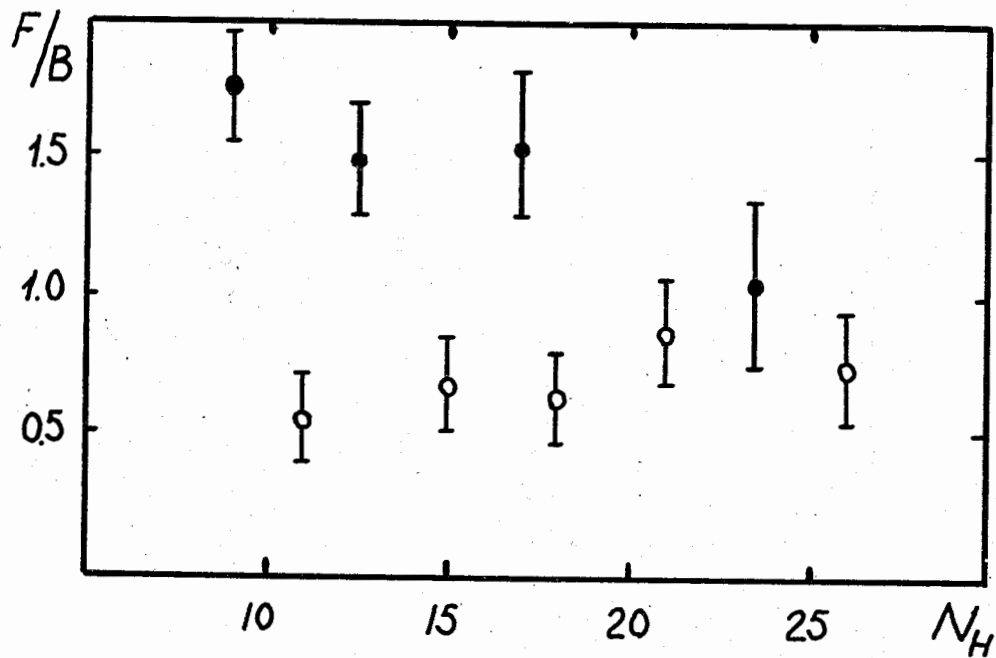


Рис.6.2. Отношение  $F/B$  ядер отдачи из звезд с фрагментом (○) и без фрагментов (●). Энергия первичных  $\pi^-$ -мезонов равна 4,5 Гэв [96].

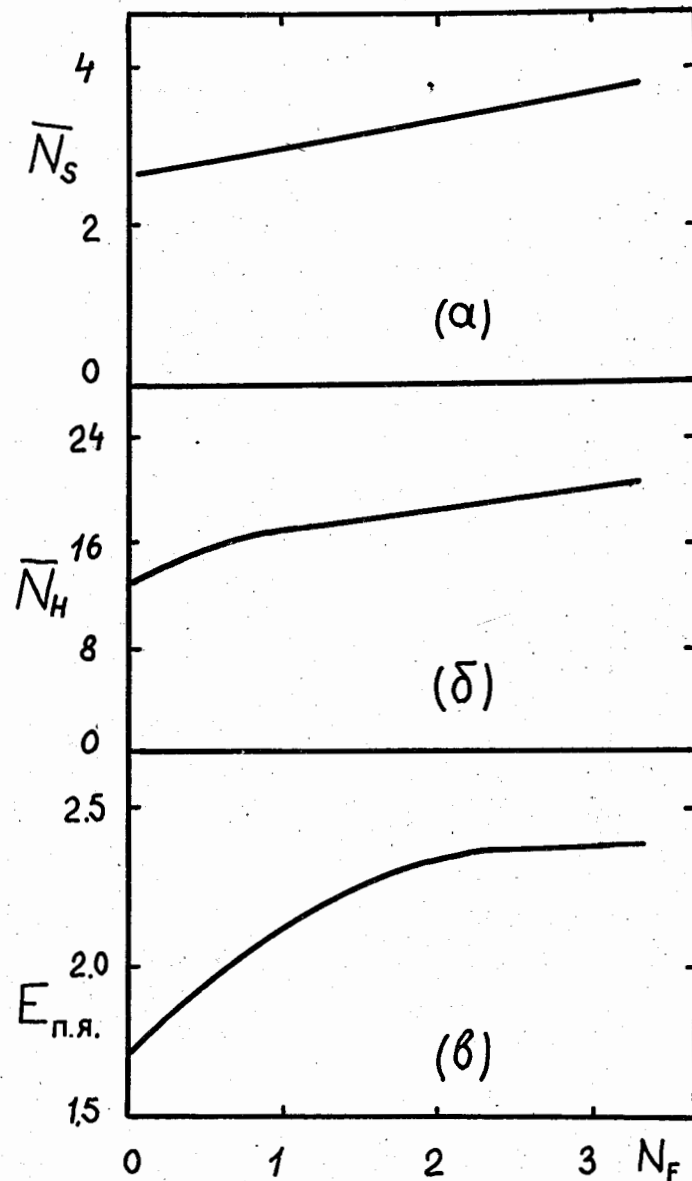


Рис.7.1. Взаимодействие протонов с энергией 25 Гэв в эмульсии. Зависимость: а) числа частиц  $\pi^+$ , б) числа  $\pi^-$ , в) энергии  $E_{п.я.}$ , переданной ядру [101] от множественности фрагментов.

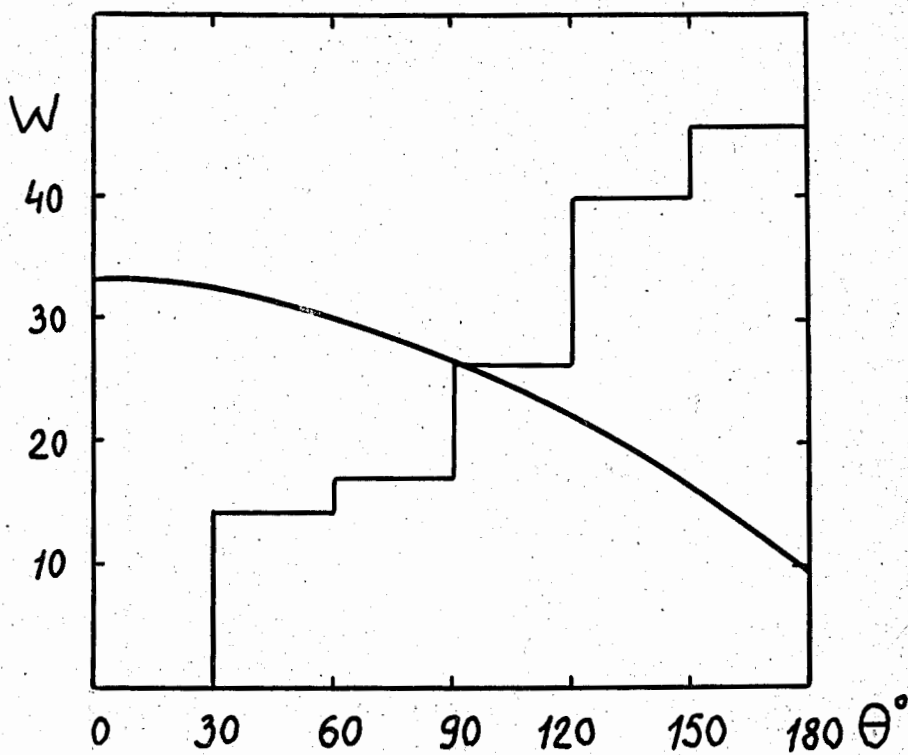


Рис. 7.2. Распределение углов между треками двух фрагментов.  $T=9$  Гэв, взаимодействие в эмульсии. Гистограмма - опыт, кривая - расчет по модели независимого испускания фрагментов /103/.