

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА, ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ФИЗИКИ КОСМОСА

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА
студентки УІ курса С.Я.ШАЛАМОВОЙ
ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР НЕОНА-22 С ИМПУЛЬСОМ 4.1·А ГэВ/с
на ядрах фотоэмulsionii

Работа выполнена
в Физическом институте
имени П.Н.Лебедева АН СССР

Научный руководитель
старший научный сотрудник,
кандидат физ.-мат. наук

допущена к защите

"7" января 1985 года

Зав. кафедрой космических лучей
и физики космоса

академик _____ Г.Т.ЗАЦЕЛИН

М.И.ТРЕТЬЯКОВА

Москва, 1985

7.1.85
Зашел
Очень - от Мурко.

О Г Л А В Л Е Н И Е

В В Е Д Е Н И Е	3
ГЛАВА I. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ.	
ПРОБЕГИ ФРАГМЕНТОВ	4
I.1. Экспериментальные данные по фрагментации ядер	4
I.2. Зависимость среднего свободного пробега фрагментов от расстояния до первичной звезды. Проблема аномалонов	5
I.3. Данные, полученные на ядерных эмульсиях	7
А. Космические лучи	7
Б. Ускорительные данные	9
I.4. Другие методики	14
А. Пластиковые детекторы	14
Б. Черенковские детекторы	14
I.5. Теоретические представления об аномалонах	16
ГЛАВА II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	18
2.1. Облучение	18
2.2. Измерения	18
ГЛАВА III. ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР НЕОНА-22	21
3.1. Каналы фрагментации, их вероятности	21
3.2. Угловые распределения фрагментов	23
3.3. Поиск событий с большими поперечными импульсами	24
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	27
Л и т е р а т у р а	29

В В Е Д Е Н И Е

Ядерная фрагментация, важный класс ядерных взаимодействий при энергии свыше 20 МэВ/нуклон, является периферическим столкновением, при котором начальное ядро не очень сильно возмущается, и только небольшое число нуклонов активно включается в процесс столкновения. Систематическое изучение фрагментационных процессов стало возможным, когда примерно в 1970 г. были получены первые пучки тяжелых ионов в Беркли и Дубне. При релятивистских энергиях (≥ 1 Гэв/нуклон) фрагменты снаряда, имеющие скорость пучка, могут быть обнаружены в небольшом конусе в направлении первичного ядра и ясно отделяются от фрагментов мишени. Ядерные эмульсии являются очень хорошим детектором фрагментов снаряда при таких энергиях.

Изучение процесса ядерной фрагментации позволяет судить о структуре ядра.

ГЛАВА I

ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ. ПРОБЕГИ ФРАГМЕНТОВ

I.I. Экспериментальные данные по фрагментации ядер

В работе [1], выполненной сотрудничеством Алма-Ата-Бухарест-Гатчина-Дубна-Ереван-Кошице-Краков-Ленинград-Москва-Ташкент-Тбилиси, найдены вероятности фрагментации ядра-снаряда ^{22}Ne с импульсом 4.1·A ГэВ/с на осколки с $Z_{fp} = 1, \dots, 10$. Исследование процессов фрагментации налетающего ядра проводилось методом слежения по треку. Всего было найдено около 2000 взаимодействий. Однозарядные фрагменты выделялись по $P\beta$ на частицах с углами вылета $\theta \leq 3^\circ$, многозарядные по измерениям ионизационных потерь методом счета числа δ -электронов или числа просветов с длиной больше заданной на частицах с $\theta \leq 10^\circ$. Точность разделения фрагментов по зарядам была лучше 1. В таблице I даны средние множественности фрагментов с данным зарядом Z_{fp} .

Таблица I

Средняя множественность фрагментов

Z_{fp}	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\langle n_{fp} \rangle$	1.47	0.82	0.048	0.046	0.051	0.072	0.073	0.081	0.051	0.044
	± 0.04	± 0.03	± 0.002	± 0.002	± 0.003	± 0.002	± 0.003	± 0.002	± 0.002	± 0.002

В работе [2] изучались характеристики ядерных взаимодействий в зависимости от массы ядра мишени. Для разделения реакций на водороде, легких и тяжелых ядрах были облучены эмульсии двух типов, отличавшихся различной концентрацией легких элементов (H, C, O).

было обработано 1106 случаев неупругих столкновений ядер ^{12}C (импульс 4,2 ГэВ/нуклон) с ядрами эмульсии нормального состава и 905 событий - в эмульсии, обогащенной легкими ядрами.

Сопоставление выходов фрагментов (на одну звезду) различных зарядов $Z_{\text{фр}}$, полученных в работе [2] с данными [3] магнитного анализа при несколько меньшей энергии пучка и угле $\theta \leq 12,5$ мрад показывает, что эти величины весьма чувствительны к значению угла наблюдения. Это показано на рис. I.

Взаимодействия на легких ядрах дают более широкое угловое распределение фрагментов (см. табл. 2). Это можно объяснить предположением о том, что при взаимодействиях типа углерод - легкое ядро существует большая вероятность вылета фрагмента инициирующего ядра даже при малых параметрах удара из-за относительно большой прозрачности легкого ядра-мишени, в то время как события, связанные со стриппингом ядра-снаряда, при взаимодействиях на тяжелых ядрах в основном происходят на периферии.

Таблица 2

Средние углы вылета фрагментов ^{12}C

Z	$\langle \theta \rangle$, град	
	$^{12}\text{C} + \text{C}, 0$	$^{12}\text{C} + \text{Ag}, \text{Br}$
1	1.59 ± 0.07	1.41 ± 0.08
2	1.26 ± 0.09	0.59 ± 0.10
3	0.99 ± 0.20	0.50 ± 0.16

1.2. Зависимость среднего свободного пробега фрагментов от расстояния до первичной звезды. Проблема аномалонов

С 1954 года начали поступать сообщения [4,5] о том, что фрагменты ядер космического излучения вроде бы имеют сечения взаимодействия, превышающие нормальное. Подобные данные не вызывали

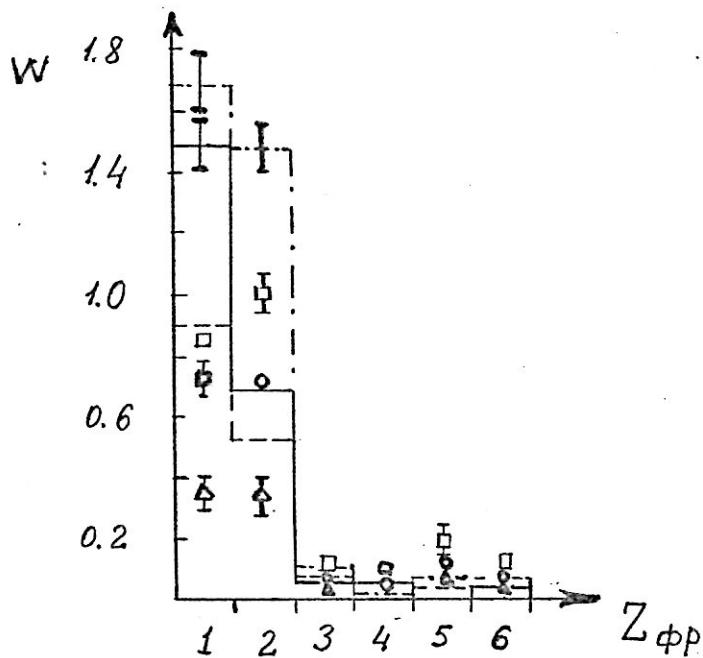


Рис. 1. Относительный выход W фрагментов налетающего углеродида в конусе $\theta \leq 3^\circ$, рассчитанный на одно взаимодействие, из различных мишеней. Штрихпунктирная гистограмма — водород, сплошная — ядра (C, O), штриховая — ядра (Ag, Br). Точки /3/: $\square - (^{12}C + H)$, $\circ - (^{12}C + C)$, $\triangle - (^{12}C + Ag)$, взаимодействия при энергии 2.1 А ГэВ, $\theta \leq 0.7^\circ$.

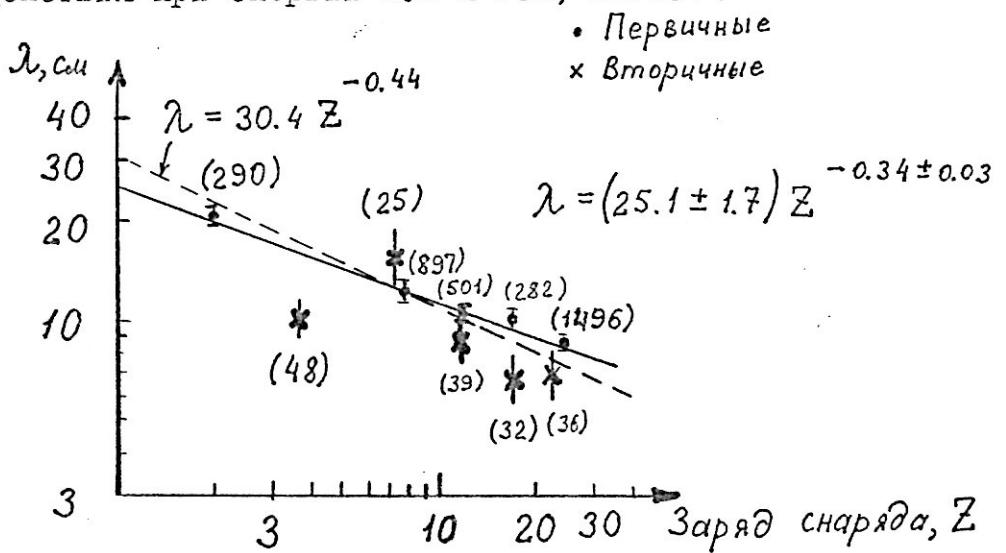


Рис. 2. Средний свободный пробег, в см, как функция Z с числом взаимодействий в каждой группе (указано в скобках). Наилучшее соответствие экспериментальным данным показано сплошной линией, штриховая линия — работа /8/. Данные /7/.

особого доверия, поскольку статистика была невелика. С 1980 года начались интенсивные поиски эффекта на ускорителе. (В это время на ускорителе Bevalac начали получать пучки тяжелых ионов высоких энергий).

Анализ данных по взаимодействию фрагментов состоит в следующем.

Предполагая, что вероятность взаимодействия падает экспоненциально с расстоянием от точки образования фрагмента

$$w(L) = e^{-L/\lambda} \quad (1)$$

где λ – средний свободный пробег,

получим оценку для λ

$$\lambda(L, \Delta L) = \frac{S}{N} \quad (2)$$

где S – сумма длин треков фрагментов на расстоянии L от точки их образования в интервале ΔL ,

N – число взаимодействий фрагментов в интервале ΔL .
Действительно, если верна формула (1), то $S = N_0 \Delta L e^{-L/\lambda}$,

$$N = N_0 \frac{\Delta L}{\lambda} e^{-L/\lambda} \quad \text{и отношение } S/N \text{ дает } \lambda.$$

В ряде экспериментов было получено, что на первых сантиметрах $\lambda = \frac{S}{N}$ меньше, чем на последующих. Уменьшение пробега можно было бы объяснить, предположив, что некоторая доля фрагментов λ_a имеет увеличенное сечение. Тогда вероятность взаимодействия

$$w(L) = \lambda e^{-L/\lambda} + \lambda_a e^{-L/\lambda_a}$$

$$\lambda(L) = \frac{\lambda e^{-L/\lambda} + \lambda_a e^{-L/\lambda_a}}{\frac{\lambda}{\lambda} e^{-L/\lambda} + \frac{\lambda_a}{\lambda_a} e^{-L/\lambda_a}}$$

Фрагменты, имеющие аномально короткий пробег, были названы аномалонами *).

I.3. Данные, полученные на ядерных эмульсиях.

A. Космические лучи

Благодаря высокому пространственному разрешению ядерных эмульсий они весьма удобны для выяснения вопроса о наличии аномального эффекта на малых расстояниях.

В 1968 году появилось сообщение [5] о том, что увеличение сечения вторичных фрагментов релятивистских ядер наблюдается для $1 \leq Z \leq 4$ на первых 3-4 см. Энергия ядер составляла $\gtrsim 1\text{-}4 \text{ ГэВ}$. Было найдено 472 взаимодействия первичных ядер с $3 \leq Z \leq 9$, 165 вторичных взаимодействий фрагментов с $3 \leq Z \leq 9$.

Позднее был проведен повторный анализ экспериментов, проведенных с космическими лучами [7]. Использовались взаимодействия, обнаруженные при просмотре по следу в четырех разных стопках фотоэмulsionии, облученной у границы атмосферы над Индией, Техасом и Канадой. Следы находились путем просмотра вдоль верхнего края стопки, так чтобы следы удовлетворяли требованиям, которые позволяли измерить заряд и энергетический спектр первичного космического излучения. Таким образом, заряды ядер меняются от 6 до 28, энергия $> 400 \text{ МэВ/нуклон}$. Следы первичных ядер и их фрагментов просматривались до взаимодействия или выхода из стопки. Измеренные расстояния, ℓ_i , пройденные каждым ядром, вместе с числом зарегистрированных взаимодействий могут быть использованы для вычисления средней длины свободного пробега до взаимодействия

$$\lambda = \frac{\sum \ell_i}{N}$$

*) Из-за опечатки в названии доклада на конференции "anomalons" вместо "anomalous" [6].

В принципе такие значения λ могут быть найдены для каждого Z . В действительности из-за ограниченности статистики приходится рассматривать λ только для групп зарядов. На рис.2 показаны значения λ как функции Z для первичных ядер. Видно, что зависимость $\lambda(Z)$ может быть представлена в виде

$$\lambda(Z) = \Lambda Z^{-\beta}, \quad (3)$$

как предположили Friedlander и др. [8]

$$\Lambda = 25.1 \pm 1.7 \text{ см} \quad \beta = 0.34 \pm 0.03 \quad [7]$$

$$\Lambda = 30.4 \pm 1.6 \text{ см} \quad \beta = 0.44 \pm 0.02 \quad [8]$$

На этом рисунке еще показана зависимость $\lambda(Z)$ для вторичных ядер, провзаимодействовавших на первом сантиметре. Хотя статистика бедна, общая тенденция к уменьшению имеет место.

Пробеги для разных Z объединялись по формуле

$$\Lambda^* = \frac{\sum l_i Z_i^\beta}{N}.$$

Λ^* вычислялась для сантиметровых интервалов от точки первого детектирования первичных ядер и от точки образования вторичных ядер. Результаты представлены на рис.3 вместе с эквивалентными данными [8]. Группа из Беркли описывает свои результаты [8] 6% примесью аномалонов, имеющих пробег 2,5 см. Barber и др. считают, что их данные наилучшим образом описываются, если предположить, что все фрагменты первоначально имеют увеличенное в 1,54 раза сечение и превращаются в нормальные ядра на характерном расстоянии 0,85 см. (Время $\sim 3 \cdot 10^{-11}$ сек.)

В этой работе проводится оценка достоверности полученных данных путем розыгрыша по методу Монте Карло в предположении об отсутствии аномального эффекта. Вычислялось число взаимодействий фрагментов в первом интервале длиной 1 см. В эксперименте в этом

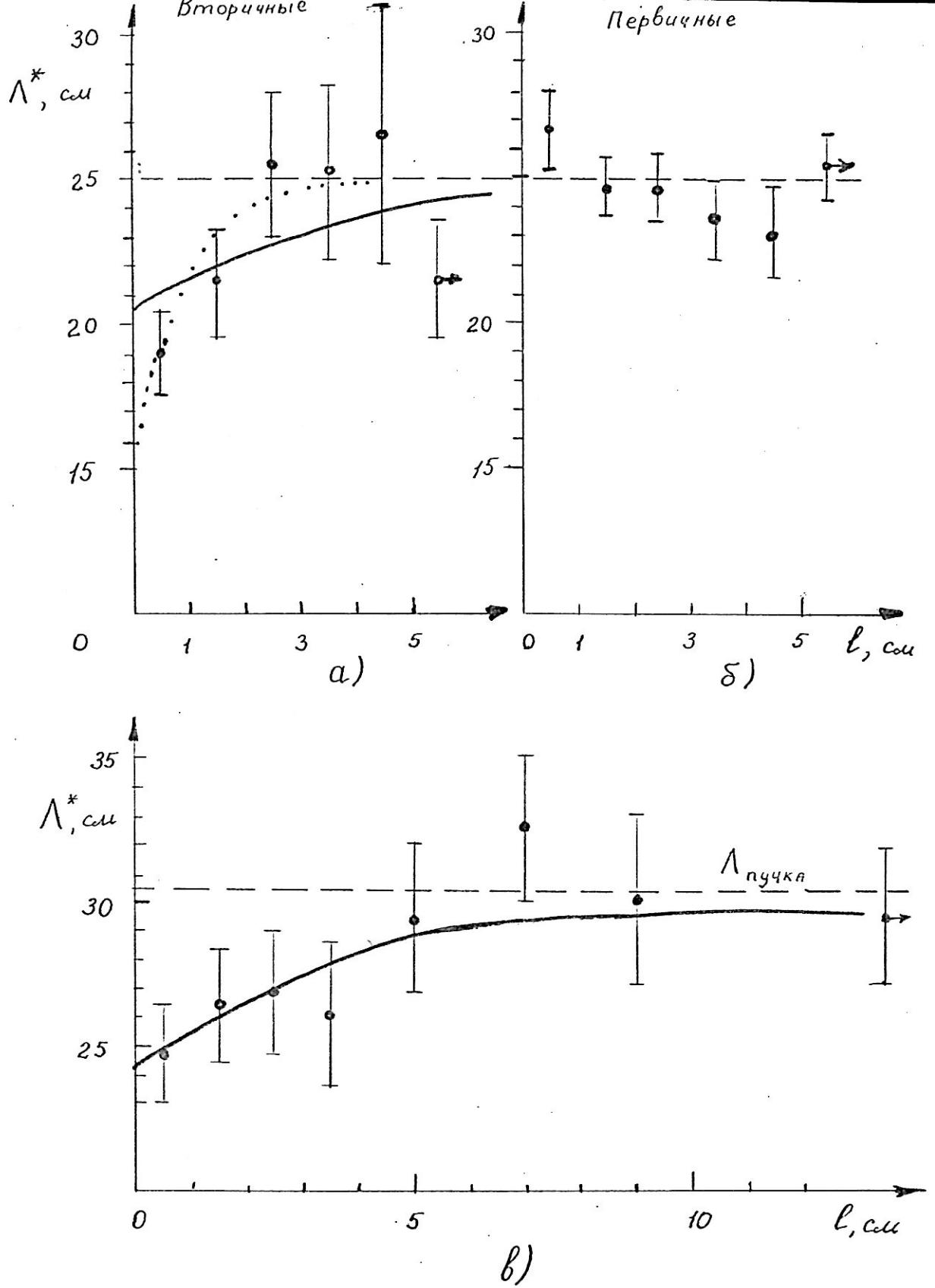


Рис. 3 Зависимость Λ^* от расстояния ℓ для первичных (б) и вторичных ядер (а) /7/. Для сравнения показаны данные /8/ (в). Штриховая линия — Λ пучка, точками показано предсказание распадной модели, сплошной линией — пробег в случае 6 % примеси аномалонов с $\lambda_a = 2.5$ см.

интервале провзаимодействовало 179 фрагментов из 1778, имеющих потенциальный путь больше 1 см. Расчет по Монте-Карло дал значительно меньшее число взаимодействий, а число 179 достигалось только в одном из 2000 розыгрышей. Этот результат не зависит от значений параметров в формуле (3). Монте-Карло-события в модели с нестабильными аномалонами дали число взаимодействий, близкое к наблюдаемому.

На рис.4 показаны результаты Монте-Карло розыгрыша ожидаемого числа взаимодействий в каждом интервале в случае отсутствия аномального эффекта (сплошная кривая) и при наличии нестабильных аномалонов (штриховая линия). Видно, что число взаимодействий фрагментов превышает ожидаемое на первых сантиметрах.

Таким образом, эксперименты, выполненные с космическими лучами в ядерной эмульсии, свидетельствуют в пользу того, что аномальный эффект существует.

Б. Ускорительные данные

На ускорителях был выполнен ряд экспериментов [8-II], авторы которых наблюдают аномальный эффект. Используются первичные пучки $^{40}_{18}\text{Ar}$, $^{56}_{26}\text{Fe}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$. В работе [9] указывается, что эффект имеет пороговый характер: при энергии первичного пучка $\sim 1\text{-A ГэВ}$ уменьшение средней длины свободного пробега фрагментов на первых сантиметрах не наблюдается.

Кроме того, эффект не наблюдался на Δ -частцах. Эмульсии облучались [12] пучками ^{40}Ar и ^{56}Fe с энергией $\sim 2\text{-A ГэВ}$. было найдено 5000 первичных взаимодействий; 3393 Δ -частицы дали 665 взаимодействий. Средний свободный пробег, измеренный на первых трех сантиметрах $\lambda = 19.5 \pm 1.0$ см, $L \leq 3$ см, в пределах статистических ошибок совпадает с $\lambda = 20.3 \pm 1.2$ см для $L > 3.0$ см.

Позднее была выполнена работа [13], в которой также эффект не наблюдался на легких ядрах - He, Li , Be. Была значительно увеличена статистика по Δ -частицам: 5840 релятивистских частиц в

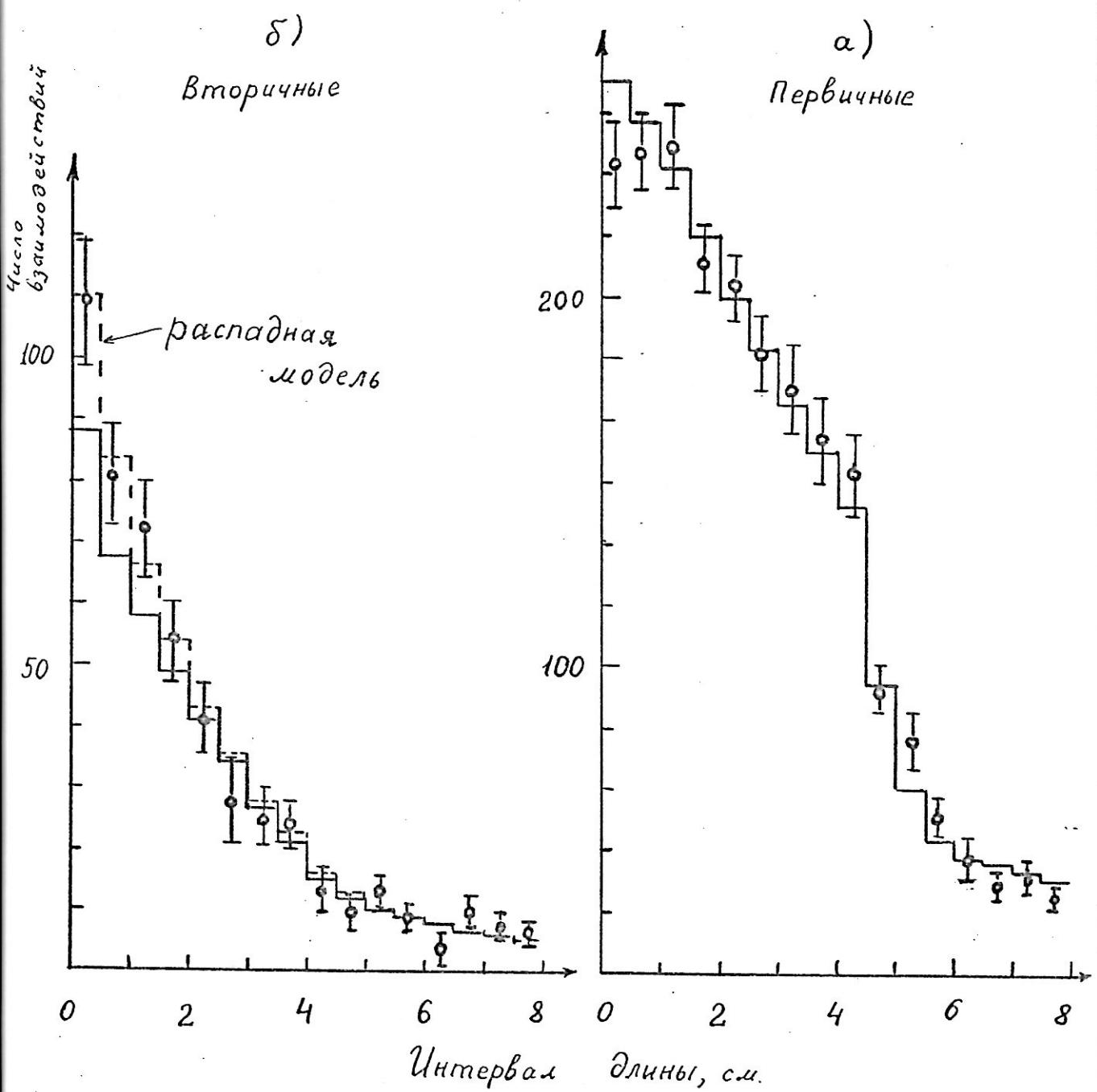


Рис. 4. Показано число наблюдавшихся взаимодействий первичных (а) и вторичных (б) ядер. Сплошная кривая – расчет в случае отсутствия аномалонов, штриховая – наличие нестабильных аномалонов. Данные /7/.

конусе 10° были прослежены до выхода из стопки или взаимодействия. Было найдено 1025 вторичных звезд. Исследовалась зависимость $\lambda(\angle)$ для разных

- а) пучков - Ar и Fe , энергия 2·A ГэВ,
- б) мишеней, $N_h = 0$, $N_h = 1-6$, $N_h > 6$,
- в) углов вылета \angle - частиц $\theta \leq 1.25^\circ$ и $\theta > 1.25^\circ$,
- г) множественности \angle - частиц.

Недавно сообщалось о работе [II], выполненной на ядерной эмульсии, облученной пучком ядер $^{84}_{36}Kr$ с импульсом 1,52·A ГэВ/с. Было найдено 2100 первичных взаимодействий. Рассматривались фрагменты снаряда с $Z \geq 15$. Заряд определялся по толщине следа. Спектр приведен на рис.5а. Было обнаружено 740 вторичных взаимодействий. Jain и др. наблюдают эффект уменьшения средней длины свободного пробега. Полученные данные хорошо описываются в предположении о наличии примеси ядер с аномально коротким пробегом. Расчет методом наименьших квадратов дает примесь $S = (3-5)\%$ и аномальный пробег

$$\lambda_a = 1,3 \pm 0,7 \text{ см} \quad 15 \leq Z \leq 28$$

$$\lambda_a = 0,3 \pm 0,2 \text{ см} \quad 29 \leq Z \leq 36$$

$$\lambda_a = 1,0 \pm 0,6 \text{ см} \quad 15 \leq Z \leq 36$$

В работе приводятся данные о 13 событиях из группы Z_2 , в которых пробег фрагмента L_s не превышает 50 мкм (см. табл. 3). При условии, что в число этих событий не попали упругие, получается, что они не могут быть описаны предлагаемой моделью. В группе Z_2 539 фрагментов. В таком случае 5% примесь аномалонов дает 27 фрагментов с пробегом 1 мм. Тогда ожидаемое число вторичных взаимодействий на первом миллиметре - 18, а на 50 мкм - 1,35. Наблюдалось же 13 взаимодействий до 50 мкм. Таким образом, аномальный пробег должен был составить $\sim 0,1$ мм.

Сотрудниками института атомной энергии им. И.В. Курчатова в ра-

Таблица 3

События, в которых пробег фрагмента меньше 50 мкм.

№ п/п	№ события	Z_{PF_1}	L_S , мкм	Z_{PF_2}
I	106	36	18	36
2	79	26	15	16
3	175	36	4	23
4	86	36	2	36
5	120	36	2	23
6	76	32	22	29
7	128	31	34	24
8	132	35	9	17
9	33	32	3	32
10	112	35	10	35
11	36	32	54	14
12	145	34	5	33
13	161	32	20	26

боте [14] была поставлена задача попытаться получить ответ на вопрос о существовании "интегрального" эффекта (без разделения фрагментов по зарядам, кроме визуального выделения фрагментов с $Z = 2$). Такой способ рассмотрения увеличивает статистику и исключает возможность появления дополнительной погрешности из-за сложной и неоднозначной процедуры определения заряда фрагмента и приведения пробега к единичному заряду. Поиск аномальных взаимодействий проходился в фотоэмulsionии, облученной ионами ^{12}C и ^{22}Ne с импульсом 4.1·А ГэВ/с. Анализ 2034 фрагментов с зарядом $2 \leq Z \leq 10$, давших 924 взаимодействия, показал, что экспериментальные данные не противоречат существованию эффекта уменьшения средней длины свободного пробега фрагментов на первых сантиметрах пути от места образования.

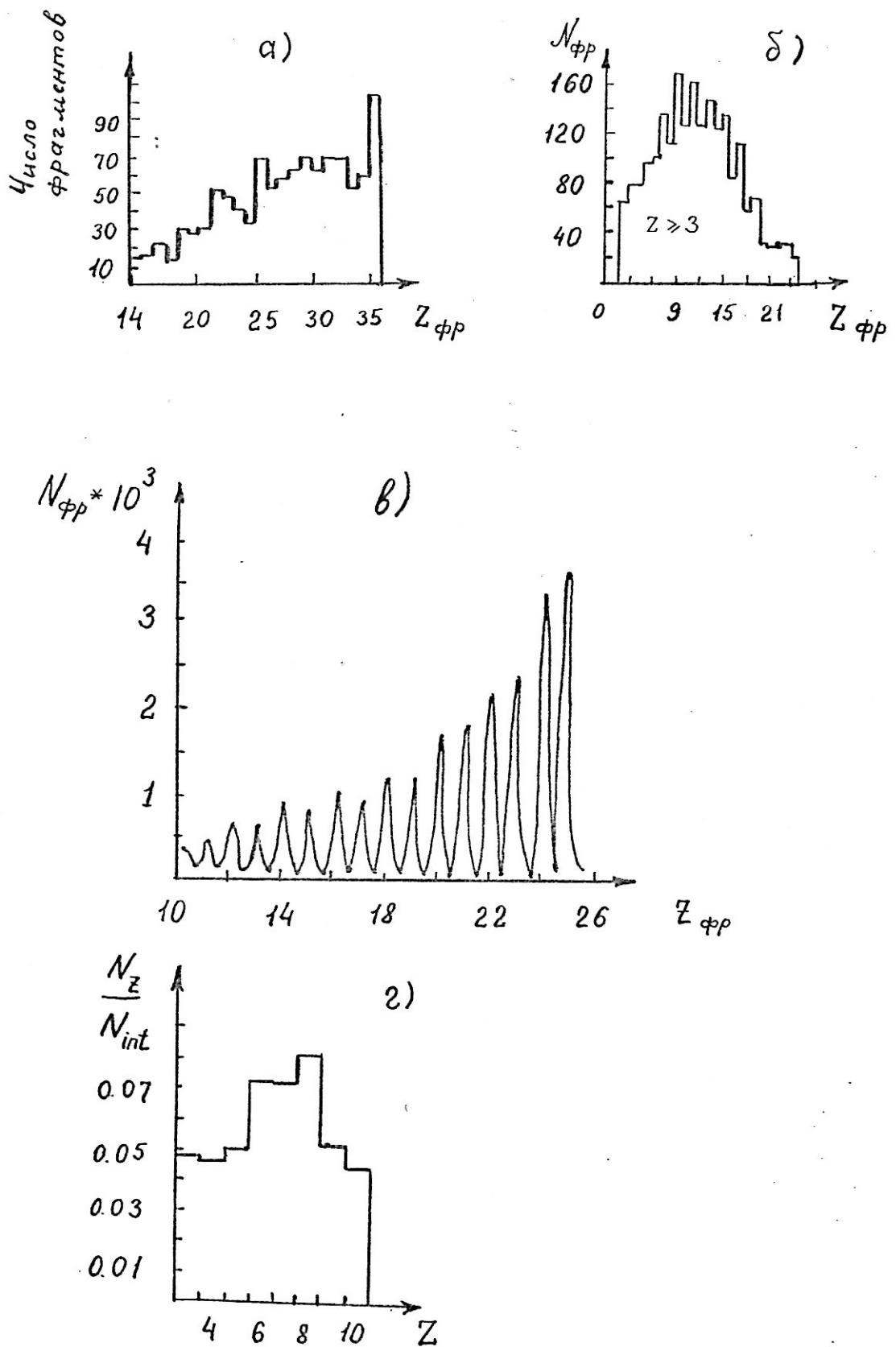


Рис. 5. Спектр фрагментов по зарядам.

Работы: (а) - /II/, (б) - /I0/, (в) - /2I/, (г) - /I5/.

Хотя при этом остается неясным, каким образом учитывался спектр фрагментов по Z – ведь за счет различия пробегов мог возникнуть ложный эффект. Для описания данных авторы предполагают $\sim 5\%$ аномалонов с $\lambda_a \sim 2 \pm 1$ см (уровень достоверности $CL \geq 40\%$). Для кривых, рассчитанных в предположении об отсутствии эффекта, CL порядка нескольких десятых процента.

В работе [15] приводятся результаты фотоэмulsionционного эксперимента, основанные на гораздо большей статистике, чем в первых эмульсионных работах [4,5,7-9]. Предварительные результаты исследований по проблеме аномалонов, выполненные сотрудничеством, были доложены на ХVІ Международной конференции по космическим лучам 1983 г. [16] в Индии, а также опубликованы в [17]. В этих работах на основе статистики ~ 5000 взаимодействий фрагментов сделан вывод о том, что никакого статистически значимого уменьшения средних свободных пробегов вблизи точки рождения фрагментов не обнаружено.

Стопки фотоэмulsionии были облучены ядрами ^{22}Ne с импульсом 4.1·А ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ. Поиск взаимодействий неона с ядрами фотоэмulsionии производился как слежением по треку, так и просмотром по площади. Осколки налетающего ядра с зарядами $Z \geq 3$, испущенные под углом не более 5° в результате взаимодействий с ядрами эмульсии, а также последующих взаимодействий многозарядных фрагментов, прослеживались до этих взаимодействий или выхода из стопки, или на определенной длине. Для каждого прослеженного фрагмента измерялись длина следа и заряд. Распределение фрагментов пучковых ядер по зарядам, полученное в результате просмотра по треку, изображено на рис.5г.

Всего прослежено 10606 многозарядных фрагментов и зарегистрировано 6053 взаимодействия. Средний свободный пробег определялся как

$$\lambda = \frac{S}{N}.$$

В таблице 4 приведены величины средних свободных пробегов фрагментов с зарядами от 3 до 10 и оценки λ , полученные для каждого заряда вблизи рождения фрагментов λ_1 и дальше λ_2 (на длине до 1 см и больше 1 см). На рис.6 показаны значения λ , полученные для фрагментов каждого заряда на различных расстояниях от точки образования фрагментов. Видно, что никакого систематического уменьшения средних свободных пробегов на первых сантиметрах не наблюдается. Значения χ^2 с десятью степенями свободы, полученные для этих распределений, приведены в таблице 4. Нигде величина χ^2 не выходит за границу 5%-уровня значимости, равную 18.31, за исключением $Z = 4$. Но для заряда 4 большое значение χ^2 получается вследствие сильного разброса всех точек, а не за счет малых λ на первых сантиметрах.

Таблица 4

Средние свободные пробеги фрагментов

Заряд фраг- ментов Z	Кол-во фраг- ментов $N_{\text{фр.}}$	Число взаимо- действий $N_{\text{вз.}}$	Средний свободный пробег λ (см)	χ^2_{10}	λ_1 (см)	λ_2 (см)
3	1241	593	13.8 ± 0.6	11.95	12.7 ± 1.4	14.0 ± 0.6
4	1117	534	14.9 ± 0.6	22.63	13.4 ± 1.7	15.2 ± 0.7
5	1304	681	13.7 ± 0.5	4.56	14.5 ± 1.5	13.5 ± 0.6
6	1679	903	13.8 ± 0.5	16.16	15.8 ± 1.4	13.5 ± 0.5
7	1604	908	12.7 ± 0.4	6.02	12.8 ± 1.2	12.7 ± 0.5
8	1658	1038	10.8 ± 0.3	11.14	11.5 ± 0.9	10.7 ± 0.4
9	1045	696	10.1 ± 0.4	11.01	8.4 ± 0.9	10.4 ± 0.4
10	958	700	10.2 ± 0.4	14.37	8.6 ± 1.0	10.5 ± 0.4

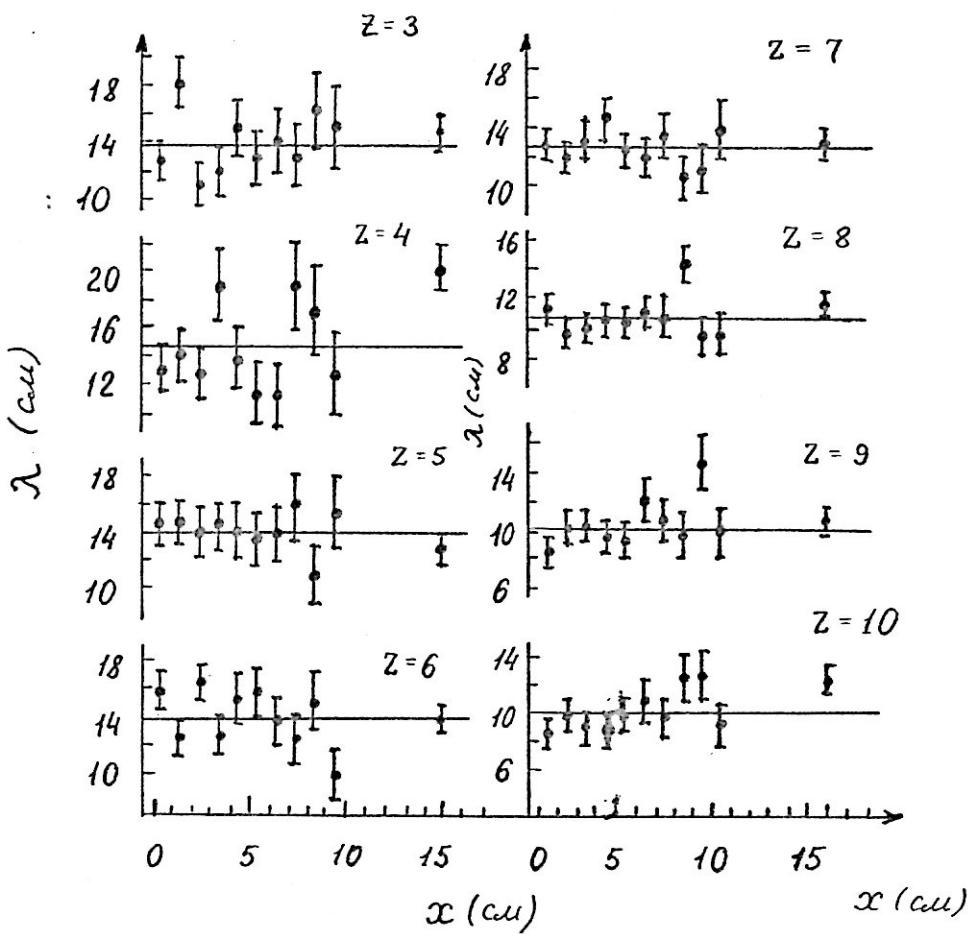


Рис. 6. Средние пробеги до неупругого взаимодействия λ в зависимости от расстояния x , пройденного фрагментами с данным Z . Прямые соответствуют средним значениям λ из таблицы 4. Данные /15/.

I.4. Другие методики

A. Пластиковые детекторы

В последнее время было выполнено две работы [18, 19], в которых использовались стопки пластикового детектора CR-39 ($C_{12}H_{18}O_7$), облученного пучком ионов ^{40}Ar с энергией 1.85·A ГэВ. После травления на поверхностях пластинок в месте прохождения релятивистской частицы с $Z \geq 10$ образуются конические углубления. По ширине таких углублений определяется заряд. Точность составила $\leq 0.25e$ [18] и $\leq 0.1e$ [19]. Обработка производилась на полуавтомате. В работе [18] было найдено 1530 фрагментов с $II \leq Z \leq I7$ и 612 взаимодействий на расстоянии до 6 см. На первых двух сантиметрах авторы наблюдают значительное (на 15%) уменьшение пробега. Разница Δ ($L \leq 2$ см) и Δ ($L > 2$ см) составляет 2,7 стандартного отклонения. Данные могут быть описаны гипотезой $\delta \sim 3,6\%$ примеси аномалонов с $\lambda_a \sim 1.0$ см и неограниченным временем жизни.

В работе [19] была значительно увеличена статистика. На основании анализа 6444 вторичных ядерных взаимодействий с изменением заряда авторы заключают, что статистически значимого эффекта уменьшения пробега не наблюдается.

B. Черенковские детекторы

В работе [20] представлены результаты эксперимента, выполненного с электроникой. Детектор содержит 15-элементный телескоп, состоящий из сцинтиллятора, который служит запускающим механизмом, и 14 черенковских детекторов, толщина которых меняется от 3,5 мм до 1,27 см. Принципиальное преимущество черенковских счетчиков состоит в том, что они нечувствительны к фрагментам мишени, скорость которых меньше пороговой.

Сигнал с черенковского счетчика, вызванный взаимодействием, дается выражением

$$S = K \sum_i z_i^2 \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta_i^2}\right) \simeq K \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta_{\text{лидер}}^2}\right) \sum_i z_i^2 \simeq$$

$$\simeq K \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta_{\text{лучка}}^2}\right) z_{\text{лидер}}^2$$

В случае, когда один фрагмент снаряда много больше других, этот наибольший фрагмент или "лидирующий заряд" преобладает в чerenковском сигнале. Установка уверенно отделяет фрагменты с $9 \leq Z \leq 17.5$. Взаимодействие определяется по резкому падению уровня сигнала (см. рис.7). Средний свободный пробег изучался по $1.25 \cdot 10^5$ вторичных взаимодействий фрагментов, полученных во взаимодействиях ядер ^{40}Ar с энергией 1.8·A ГэВ в лисите.

Исследовался пробег фрагментов с $13 \leq Z \leq 17$. Чтобы избежать зависимости $\lambda(z, L)$, изучалось отношение $\lambda(z, L) / \lambda_{\text{ср.}}(z)$ (рис.8). Результат хорошо согласуется с прямой, $\chi^2 = 9.87$ для 9 степеней свободы. Результат согласуется с тем, что аномалонов не существует, и на 90% уровне достоверности исключает примесь аномалонов больше 2%, если их пробег до взаимодействия лежит в интервале $0.4 < \lambda_a < 3.0$ см. Это иллюстрирует рис.9.

В работе [21] использовались пучки ^{40}Ar и ^{56}Fe с энергией $\sim 2 \cdot A$ ГэВ. Было проанализировано 909000 взаимодействий ^{56}Fe и 460000 взаимодействий ^{40}Ar в лисите. Спектр вторичных фрагментов приведен на рис.5в. Ясно видны отдельные заряды и уширение пиков при малых Z . Для изучения эффекта использовались фрагменты Fe с $13 \leq Z \leq 24$ и Ar , $Z = 11-16$. Сечения меняются меньше, чем на 1,5% между 6 и 120 мм от точки первичного взаимодействия и согласуются с сечениями взаимодействия первичных пучков. Результаты не обеспечивают поддержку доказательства существования аномалонов. Возможно, эффект имеет место при $Z < 11$, на расстояниях меньше 6 мм, на тяжелых ядрах мишени или в реакциях, не изменяющих заряд.

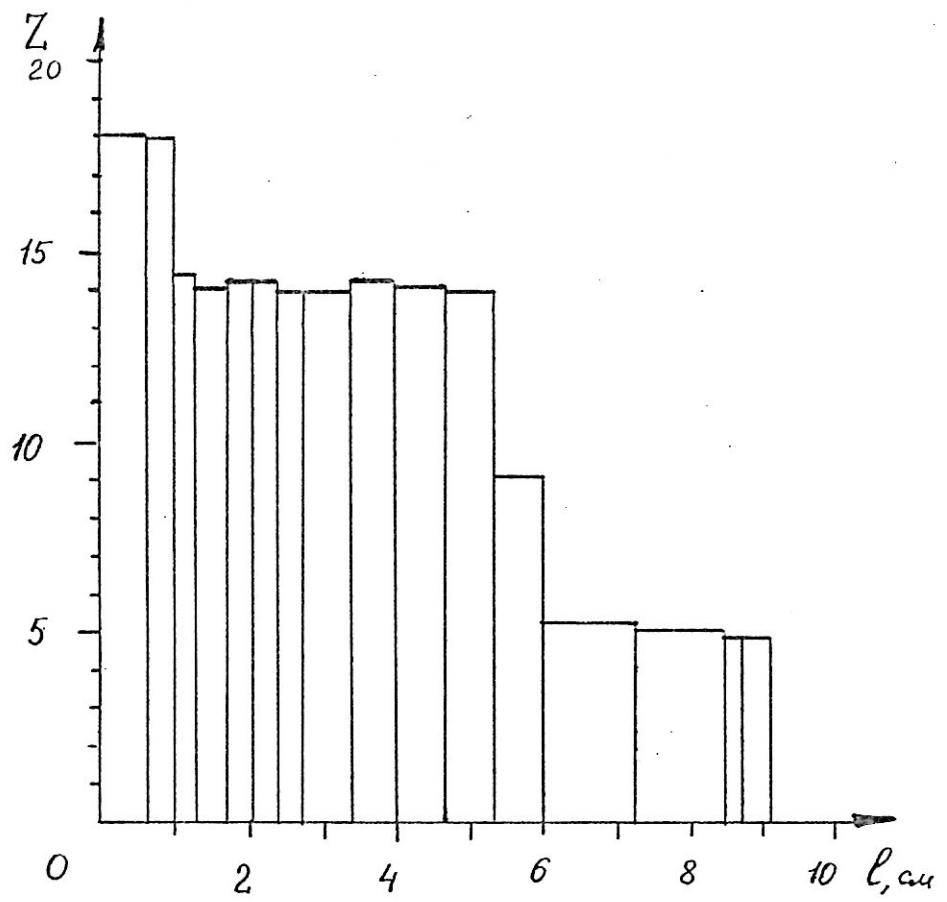


Рис. 7. Диаграмма сигнала от события-образца.

Ширина столбика – толщина детектора, высота столбика – сигнал детектора в единицах заряда. Два взаимодействия обнаруживаются по резкому изменению уровня сигнала.

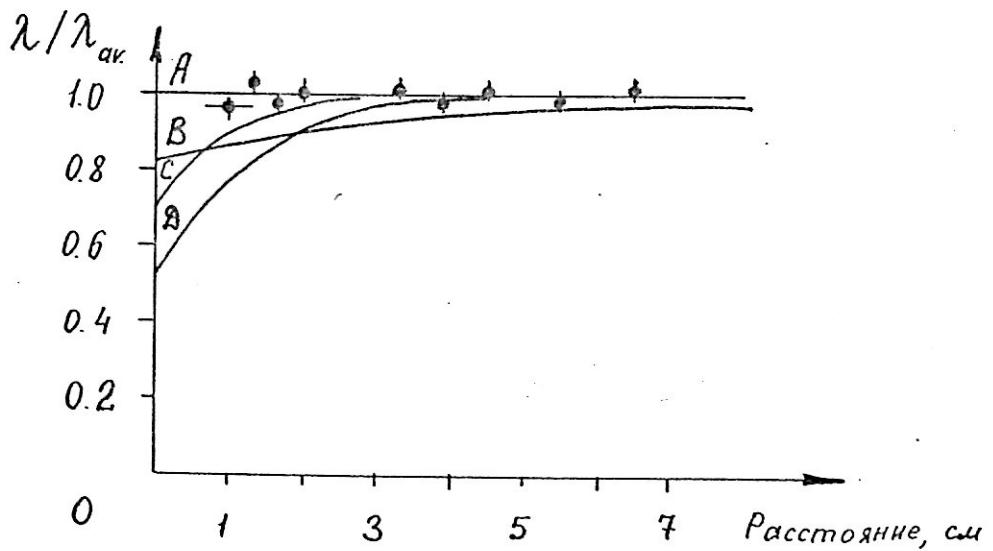


Рис. 8. Зависимость пробега от расстояния.

Расчетные кривые : А – отсутствие аномалонов,

В – 6% аномалонов, $\lambda_a = 2.5 \text{ см}$,

С – 3% аномалонов, $\lambda_a = 7 \text{ мм}$,

Д – 6% аномалонов, $\lambda_a = 7 \text{ мм}$.

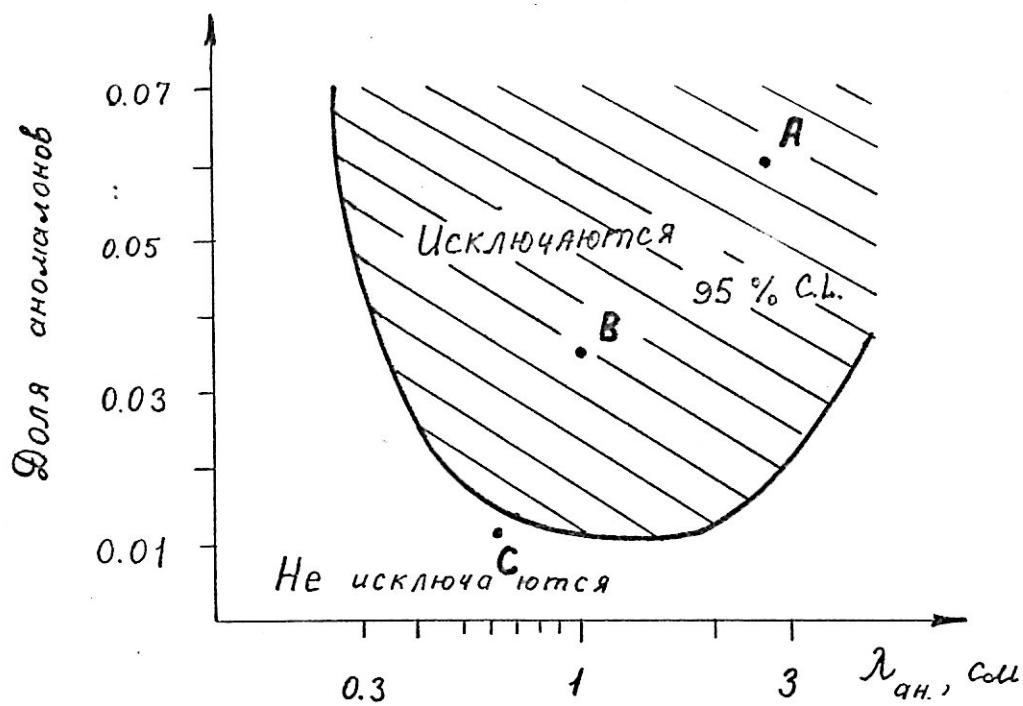


Рис. 9. Диаграмма пределов, где могут находиться примеси аномалонов, в зависимости от предполагаемого свободного пробега. Заштрихованная область исключается на 95 % уровне достоверности. Точками обозначены результаты

- А - эмульсия, Friedlander et al. /81/.
- В - пластик CR-39, Tincknell и гр. /48/.
- С - пластик CR-39, Heinrich и гр. /19/.

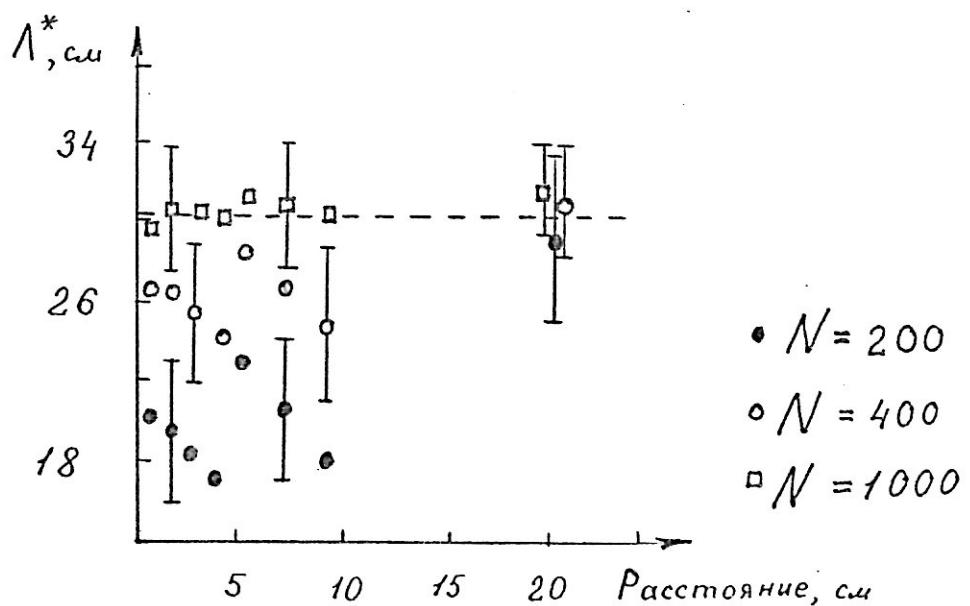


Рис. 10. Зависимость приведенного пробега Λ^* от расстояния до точки образования фрагмента, полученная Монте-Карло розыгрышем ядерного каскада. Работа /22/.

Итак, на сегодняшний день вопрос о существовании аномалонов окончательно не выяснен. Данные различных групп, даже использующих сходную методику, не согласуются друг с другом (см. таблицу 5). Неясно, существует ли эффект для малых $Z_{\text{фр}}$ или для больших, на легких или на тяжелых ядрах мишени.

1.5. Теоретические представления об аномалонах

Пробегу 2,5 см соответствует время по меньшей мере 10^{-11} сек. В этом загвоздка. Можно представить ядерные возбуждения со временем жизни 10^{-23} сек (для адронных переходов) или 10^{-16} сек (для электромагнитных переходов). Для времени 10^{-11} сек требуется в корне новое теоретическое объяснение.

Попытки объяснить аномалоны весьма разнообразны и распадаются на 2 класса: необычные ядерные состояния и необычные объединения夸ков. Первая группа будет в затруднении, если аномальный эффект будет наблюдаться у таких маленьких ядер, как гелий или если рост поперечного сечения окажется много больше чем вдвое.

Кварковые теории в основном полагают, что, хотя КХД требует, чтобы свободные частицы были бесцветными, это строго применимо лишь к ядру как целому и необязательно для составляющих его нуклонов. Если ядерное взаимодействие так перестраивает кварки, что они больше не связаны в бесцветные нуклонные "мешки", результирующая цветная поляризация снаружи ядра могла бы дать увеличение дальнодействующих сил, подобных межмолекулярным силам Ван-дер-Ваальса. Ряд авторов предполагают, что аномалоны могут переносить кварк, вызывающий дробный заряд и глюонное поле.

В работе [22] приводится результат вычислительного эксперимента. Был выполнен Монте-Карло розыгрыш ядерного каскада

$$\lambda^* = \frac{\sum_z \lambda_z^* n_z z^{0.44}}{\sum_z n_z}, \quad \lambda_z^* = \frac{S}{n}.$$

были использованы предположения

$$\tilde{\lambda}_z = \lambda \cdot z^{-0.44}, \quad \lambda = 30.4 \text{ см}, \quad L = 30 \text{ см},$$

функция плотности заряда $f(z) = \frac{a}{b + (z-c)^2}, \quad 3 \leq z \leq 28.$

Результаты показаны на рисунке 10. Авторы показали, что для первичных ядер оценка $\lambda = \frac{S}{N}$ является несмещенной. Для фрагментов эта оценка является смещенной. Наблюдается её уменьшение на первых сантиметрах, которое исчезает при увеличении статистики.

В работе [23] показано, что, поскольку вблизи точки образования фрагмента мы имеем неустановившийся пуссоновский процесс, оценка для среднего свободного пробега будет иметь вид

$$\lambda_q = \lambda \left(1 - \frac{1}{2} e^{-T/\lambda} \right),$$

где T – расстояние от точки образования фрагмента до точки наблюдения. Автор показывает, что на первом интервале $\tilde{\lambda} \rightarrow \frac{\lambda}{2}$.

Тем не менее эти идеи не объясняют всей совокупности экспериментальных данных, поскольку в ряде случаев [9, 12] и при сравнительно небольшой статистике не было заметного уменьшения пробега на первых сантиметрах (для $Z \geq 3$ при энергии 1·A ГэВ, для Δ -частиц при энергии 2·A ГэВ).

Таблица 5

Обзор экспериментов по поиску аномалонов

№/п. п/п	Автор	Энергия: лучок на нук- лон, ГэВ	Число первичн. фраг- ментов взаимод- ействия	Заряд фраг- ментов	наличие эффекта	Примечания	
1.	B.Yudek [5] (1968)	косм. лучи	>1	472	3-9 2 1	Есть	Аномалонов нес- колько процентов от общего числа вторичных частиц
2.	H.B.Barber et al. [7] (1982)	косм. лучи	>0.4	-" -	2072 357	Есть	Описывают неста- бильными анома- лами, $t_c = 0.85$ см. Сечение уве- личивается в 1.34 раза
3.	E.M.Fried- lender et al. [8] (1980)	$^{160}_{56}\text{Fe}$	2.1 1.88	-" -	1460	3-26	Есть
4.	M.M.Aggewall et al. [9] (1982)	Σ $^{56}\text{Fe}, 49_{\text{Cr}}$ ^{56}Fe	2 1	-" -	3500 2500	3-26	Есть Нет
5.	P.L.Jain et al. [10] (1982)	$^{56}\text{Fe}, 40_{\text{Ar}}$	1.03	-" -	5000 2100	3-20	Есть

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	Автор	Энергия лучка на нук- лон,	Число пер- вичных взаи- мод. снаря- да	Мето- дика	Фрагмен- тарий вторич- ных гов	Заряд фраг- ментов	Наличе- ние эффекта	Примечания
6.	P.L.Jain et al. [11] (1984)	84 Kr 34	1.52	ядерная фото- эмуль- сия	2100 1100 550 539	740 15-36 15-28 29-36	есть	$\lambda_q = 1.0 \pm 0.6$ см, доля (3-5)% $\lambda_q = 1.3 \pm 0.7$ см $\lambda_q = 0.3 \pm 0.2$ см
7.	P.L.Jain et al. [12] (1982)	56 _{Fe} , 40 _{Ar}	~2	"-	5000 3393 630	2	нет	
8.	A.Z.M.Ismail et al. [13] (1984)	Ar, Fe	2	"-	5840 312 195	1025 103 64	2 3 4	нет
9.	Е.А.Алексеева и др. [14] (1983)	12 _C 22 _{Ne}	4.1 4.1	"-	945 1039	412 512	2-6 2-10	данные не про- тиворечат на- личию $=2.9 \pm 1.4$ см ($C/L = 70\%$)
10.	Сотрудни- чество [15] (1984)	22 _{Ne}	4.1	"-	10606	6053	3-10	нет Эффект не наб- людался ни для всех зарядов вместе, ни по отдельности для каждого

Таблица 5 (продолжение)

№ п/п	Автор	Энергия на нук- лон,	Мето- дика	Число первич- ных фрагмен- тов	Фрагмен- ты нах взаимо- снаряда взаимо- действ.	Заряд фраг- ментов	Наличе- ние эффе- кта	Примечания
11.	H.M.L.Tincknell et al. [18] (1983)	40 18Ar	1.85	1530	612	II-IV	Есть	Примесь 3.6% с $\lambda_a \sim 1$ см. При- веденная λ_a^* на расстояниях 0.16 < L < 2.14 см и 2.14 < L < 6.3 см различается на 2.7 станд. от- клонения.
12.	W.Heinrich et al. [19] (1984)	40Ar	1.88	—	14185	6444	9-15	Нет
13.	J.D.Stevenson et al. [20] (1984)	40Ar	1.8	Досит. Черенк.- излуче- ние	—	1.25·10 ⁹	III-IV	Рассматривались траектории фраг- ментов длиной > 2 мм
14.	T.J.M.Symons et al. [21] (1984)	56Fe 40Ar	1.88 1.82	—	909000 460000	13-24 II-16	Нет	Исклучена при- месь 2% и боль- ше, если $0.3 < \lambda_a < 3$ см
								Сечения меняются меньше, чем на 1.5% на расстоя- нии между би 120 мм от точки рождения. Реакции с $\Delta Z \geq 1$.

ГЛАВА II

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Облучение

Стопки стандартной фотоэмulsionии ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ типа БР-2, составленные из 50 и 100 слоев размером 10x20 см с толщиной 600 мкм, были облучены ядрами неона-22 с импульсом 4.1·A ГэВ/с на синхрофазotronе Объединенного института ядерных исследований в Дубне. Пучок имел диаметр около 10 мм, загрузка в каждом из пятен засветки составляла около 10^4 на квадратный сантиметр. Проявка проводилась в ЛВЭ ОИЯИ.

2.2. Измерения

Поиск взаимодействий ядер неона с ядрами фотоэмulsionии производился на микроскопе МБИ-9 с увеличением 60x10xI просмотром по следу. Далее определялся заряд релятивистских фрагментов и углы вылета частиц узкого конуса ($\theta \leq 3^\circ$).

Определение заряда

Величина заряда релятивистских фрагментов определялась двумя способами: по плотности β - электронов и по плотности разрывов с длиной, больше заданной.

Измерения проводились на микроскопе для ядерных исследований KSM-I фирмы Zeiss. С помощью спиральной шкалы измерялось число разрывов N_i с длиной больше Δ_i . В таблице 6 приведены средние значения $N(>\Delta)$. Метод подсчета числа разрывов позволил определять заряд осколков налетающего ядра с Z от 2 до 6. Для выделения α - частиц достаточно просчитать число разрывов с $\Delta > 2\mu$ на длине 2 мм. Если $N(>\Delta = 2\mu) > 10$, то релятивистский фрагмент имеет заряд 2.

Таблица 6

Средние значения числа разрывов с длиной
больше Δ на следах релятивистских фрагментов с $Z = 2 - 6$

Z	$\langle N \rangle$ на $\ell = 1$ см			$\Delta > 1 \mu$ аналогично
	$\Delta > 1 \mu$	$\Delta > 1.5 \mu$	$\Delta > 2 \mu$	
2	730 ± 30	250 ± 12	90 ± 3	
3	204 ± 5	64 ± 5	16.5 ± 1.4	
4	125 ± 8	33 ± 3	9 ± 1	
5	70 ± 4	12.0 ± 1.5	2.0 ± 0.5	
6	38 ± 4	6.0 ± 1.0	-	

Если релятивистский фрагмент имеет заряд от 3 до 6, то для определения заряда необходимо провести измерения числа разрывов с $\Delta > 1$ мкм, $\Delta > 1.5$ мкм и $\Delta > 2$ мкм на длине в 1 см.

Для $Z = 7 - 10$ величина заряда определялась по плотности дельта-электронов. Калибровка производилась по следам релятивистских ядер-фрагментов известного заряда из "белых" звезд, представляющих собой чистый развал налетающего ядра, а также по пучковым следам.

Измерение углов

Углы вылета заряженных частиц измерялись на микроскопе KSM-1.

Точность определения глубинного угла \angle ограничивается кривизной слоя фотоэмulsionии и точностью фокусировки на поверхность слоя.

Поскольку угловой разброс частиц пучка составляет $\sim 2 \cdot 10^{-3}$, измерения глубин проводились относительно поверхности. При этом обнаружилось, что наклон следов первичных частиц в различных местах эмульсии меняется от $\Delta Z = 7$ мкм/мм (у края слоя) до 2 мкм/мм. Поэтому измерения углов вылета частиц узкого конуса ($\theta \leq 3^\circ$) про-

водились на расстоянии l мм от первичной звезды, где кривизна слоя не дает существенного изменения в величине угла α . Точность фокусировки на поверхность составляет ~ 0.5 мкм, откуда с учетом коэффициента усадки получаем

$$\delta_\alpha \sim \sqrt{3} \cdot K_{yc} \cdot \Delta z / l = 1.7 \cdot 2.2 \cdot 0.5 \cdot 10^{-3} \approx 2 \cdot 10^{-3},$$

то есть точность измерения глубинного угла $\sim 0.1^\circ$.

Плоский угол φ измерялся на том же расстоянии от первичной звезды, что и глубинный. Точность измерения плоского угла ограничивается точностью фокусировки на середину следа многозарядной частицы и точностью отсчета по шкале y . Искажения в плоскости эмульсии на длине l мм оказались несущественными.

$$\delta_\varphi \sim \sqrt{3} \cdot 0.1 \text{ мкм} / l \text{ мм} \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$$

Для перехода в систему координат, связанную с первичной частицей, проводятся дополнительные измерения на следе первичной частицы и затем с помощью математических преобразований определяются полярные углы θ и азимутальные ψ вторичных частиц относительно первичной.

Подробно методика измерения углов рассмотрена в работе [24].

ГЛАВА III

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР НЕОНА-22

3.1. Каналы фрагментации, их вероятности

Для анализа процесса фрагментации ядер ^{22}Ne были использованы данные, полученные следующими организациями сотрудничества [10]: Институтом ядерной физики АН УзССР (Ташкент) - 409 звезд, Ереванским физическим институтом - 250 звезд, Радиевым институтом им. В.Г.Хлопина (Ленинград) - 150 звезд, Ленинградским институтом ядерной физики им. Б.П.Константинова (Гатчина) - 100 звезд, Физическим институтом АН СССР им. П.Н.Лебедева - 206 звезд. Для этих звезд

а) определен тип звезды: узкий конус $n_z + n_d + n_s' (0 \leq 3^\circ)$, широкий конус $n_f + n_g + n_s$

где n_z - число релятивистских фрагментов с $Z \geq 3$,

n_d - число релятивистских Δ -частиц,

n_s' - число однозарядных релятивистских фрагментов в конусе до 3° ,

n_f - число черных следов, кинетическая энергия протона $T_p \leq 26 \text{ МэВ}$, остаточный пробег $\leq 3000 \text{ мкм}$,

n_g - число серых следов, $\beta < 0.7$, ионизация $\mathcal{I} \geq I.4\mathcal{I}_0$, где \mathcal{I}_0 - минимальная ионизация на следах однозарядных частиц; кинетическая энергия протона $26 \text{ МэВ} < T_p \leq 400 \text{ МэВ}$,

n_s - число релятивистских частиц, не являющихся фрагментами налетающего ядра, $\beta > 0.7$, $\mathcal{I} < I.4\mathcal{I}_0$;

б) определен заряд релятивистских фрагментов;

в) измерены углы вылета всех заряженных частиц;

г) измерены импульсы однозарядных релятивистских частиц

в конусе до 3° .

Дополнительно мной были измерены углы вылета вторичных частиц в конусе $\theta \leq 3^\circ$ из 157 звезд, образованных при взаимодействии ядер неона-22 с ядрами фотоэмulsionии.

Выход фрагментов снаряда в зависимости от заряда фрагмента представлен в таблице I [1]. Выход Δ -частиц составляет в среднем 0.8 на звезду. Выход фрагментов с зарядами от 3 до 10 значительно меньше и для различных Z меняется от 0.05 до 0.08. Выход всех многозарядных фрагментов ($Z \geq 3$) составляет 0.46, то есть примерно в два раза меньше, чем выход Δ -частиц. Эти данные получены по статистике сотрудничества [15], ~ 2000 взаимодействий.

Выход различных фрагментов в зависимости от числа сильноионизующих частиц, полученный на основании анализа 1272 взаимодействий, приведен в таблице 6. Фрагменты с зарядом 10 образуются в основном во взаимодействиях с $N_h \leq 1$.

Образование фрагментов с $2 \leq Z \leq 9$ происходит чаще в реакциях с малым возбуждением ядра мишени и отношение

$$R = \frac{(N/N_{B3})_{N_h \leq 6}}{(N/N_{B3})_{N_h \geq 7}} \quad \text{меняется от } \sim 4 \text{ до } \sim 5 \text{ для } Z = 5-9.$$

Для $Z = 3$ и 4 это отношение соответственно равно $R \approx 1.3$ и 2.

Образование Δ -частиц происходит в основном тоже в реакциях с малым возбуждением ядра мишени. Отношение $R = 1.6 \pm 0.1$.

Около половины многозарядных фрагментов сопровождается Δ -частичами (см. табл.7).

Выход различного числа Δ -частиц в зависимости от числа сильноионизующих частиц представлен в таблице 7.

События, когда налетающее ядро неона разваливается на 5 Δ -частич, являются редкими и происходят, в основном, при малом

Т а б л и ц а 6

Выход релятивистских фрагментов с разными Z

в зависимости от $N_h = n_b + n_g$

$$N_{B3} = 1272$$

Z	$N_h \leq 1$		$2 \leq N_h \leq 6$		$N_h \geq 7$		$N_h \leq 6$	
	N	N/N_{B3}	N	N/N_{B3}	N	N/N_{B3}	N	N/N_{B3}
10	47	0.037	21	0.017	2	0.0016 ± 0.0011	0.054 ± 0.0065	
9	27	0.021	22	0.017	13	0.010 ± 0.003	0.039 ± 0.006	
8	60	0.047	35	0.028	17	0.013 ± 0.003	0.075 ± 0.008	
7	31	0.024	45	0.035	19	0.015 ± 0.003	0.060 ± 0.007	
6	28	0.022	43	0.034	15	0.012 ± 0.004	0.056 ± 0.007	
5	28	0.022	43	0.034	19	0.015 ± 0.003	0.056 ± 0.007	
4	11	0.009	36	0.028	26	0.020 ± 0.004	0.037 ± 0.005	
3	13	0.010	24	0.019	29	0.023 ± 0.004	0.029 ± 0.005	
Σ	$\frac{245}{2}$		$\frac{269}{361}$		$\frac{170}{385}$			
2	286	0.225	361	0.276	385	0.303 ± 0.016	0.501 ± 0.020	

$$N_h \leq 1 \sim 0.25 N_{B3}$$

$$2 \leq N_h \leq 6$$

$$\sim 0.30 N_{B3}$$

$$N_h \geq 7$$

$$0.45 N_{B3}$$

$$N_h \leq 6$$

$$\sim 0.55 N_{B3}$$

Таблица 7

Выход α -частиц в зависимости от числа сильноионизующих частиц

$$N_{B3} = 1272 \text{ звезды}$$

Количество :: релятивист- ских α - частиц	$N_h \leq 1$		$2 \leq N_h \leq 6$		$N_h > 7$		$N_h \leq 6$	
	N	N/N_{B3}	N	N/N_{B3}	N	N/N_{B3}	N	N/N_{B3}
5	3	0.002	1	0.0008	1	0.0008 ± 0.0008	0.0031 ± 0.0015	
4	12	0.009	5	0.004	4	0.0031 ± 0.0015	0.013 ± 0.003	
3	20	0.016	24	0.019	24	0.019 ± 0.004	0.035 ± 0.005	
2	27	0.21	57	0.045	65	0.051 ± 0.006	0.066 ± 0.007	
$+ \frac{1}{z}$	99	0.078	90	0.071	42	0.033 ± 0.005	0.149 ± 0.011	
$+ n'_s$	10	0.008	50	0.039	120	0.095 ± 0.009	0.047 ± 0.006	

возбуждении ядра мишени. Большая часть Δ -частиц образуется в реакциях, где I Δ -частица сопровождается многозарядным осколком снаряда и (или) однозарядными фрагментами неона. Для событий, в которых Δ -частица не сопровождается многозарядным фрагментом снаряда, $R \approx \frac{1}{2}$, в отличие от событий, в которых Δ -частица сопровождается многозарядным фрагментом ($R \approx 2$).

Для однозарядных релятивистских частиц измерялся импульс по многократному кулоновскому рассеянию, что позволило приблизительно оценить вклад протонов, дейtronов и тритонов.

Импульсный спектр однозарядных фрагментов неона ($\theta \leq 3^0$) представлен на рис. I2. Ошибки в определении импульса в среднем составили 20-25%. Поскольку видно, что дейtronы и тритоны плохо разделяются, для нахождения доли p , d и t было использовано распределение по величине, обратной pB (рис. I3). Непосредственно измеряется рассеяние, поэтому ошибки величины $1/pB$ распределены по Гауссу, что и позволило оценить вклад p , d и t .

Получено соотношение $N_p : N_d : N_t = (0.68 \pm 0.03) : (0.21 \pm 0.03) : (0.11 \pm 0.02)$. Эти значения близки к $N_p : N_d : N_t = (0.48 \pm 0.09) : (0.39 \pm 0.06) : (0.13 \pm 0.02)$, полученным при изучении фрагментации ${}^4\text{He}$ с импульсом 4.1·A ГэВ/с на ядрах фотоэмulsionии [25].

3.2. Угловые распределения фрагментов

Поскольку точность измерения глубинного угла Δ несколько хуже точности измерения плоского угла φ , было проведено сравнение распределений фрагментов по φ и по Δ для малых углов, которое могло бы выявить методические ошибки. Сравнение проведено на статистике ЛКЛ ФИАН - 363 звезды (см. рис. II). Сравнение распределений по φ и по Δ для $Z \geq 3$, $\theta \leq 0.5^0$ по методу χ^2 дает 9.2 для 8 степеней свободы (C.L. = 0.28).

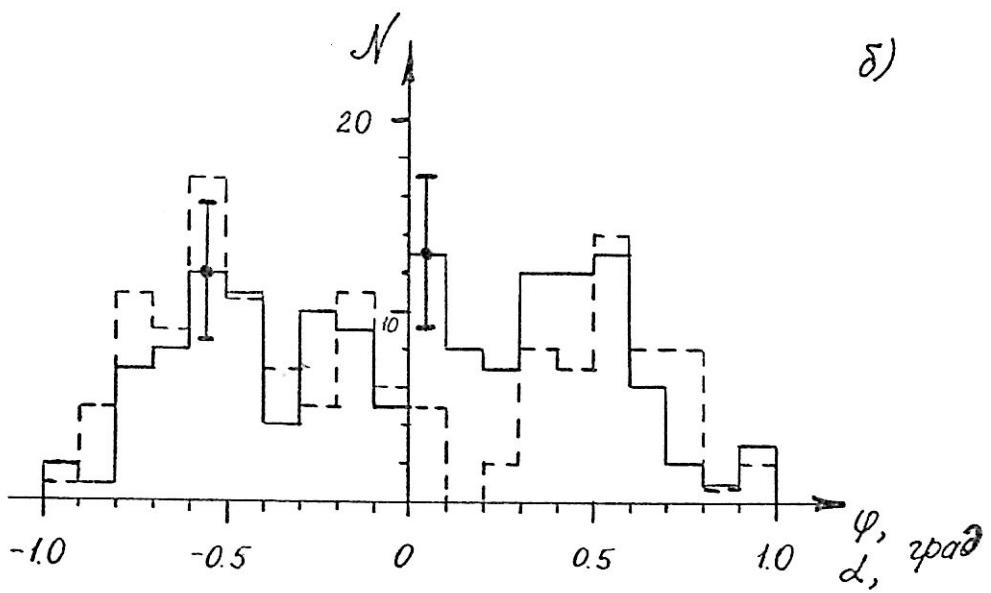
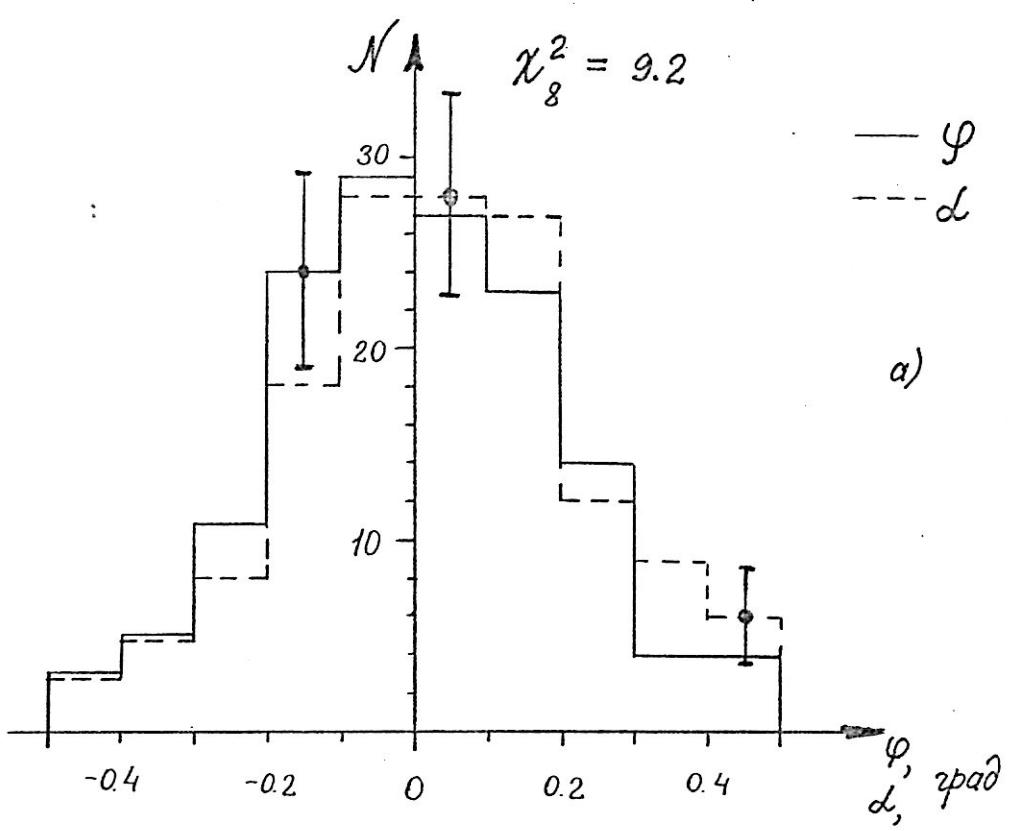


Рис. 11. Распределение релятивистских фрагментов по плоскому (φ) и глубинному (d) углам: а) I44 частицы $Z \geq 3$, $\theta < 0.5^\circ$, б) I40 частиц $Z \geq 2$, $0.5^\circ \leq \theta \leq 1^\circ$.

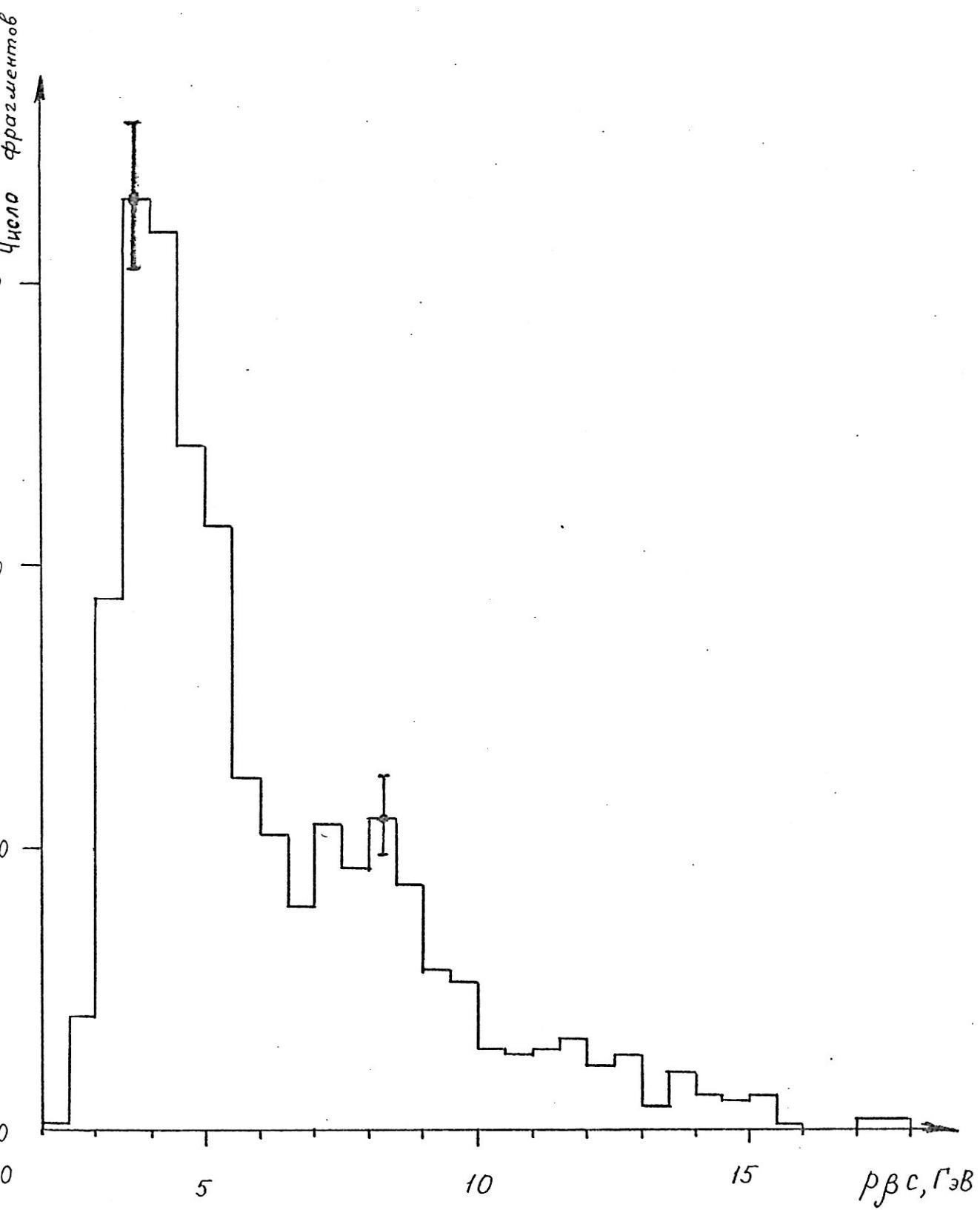


Рис. 12. Распределение однозарядных фрагментов ^{22}Ne

по $p\beta c$.

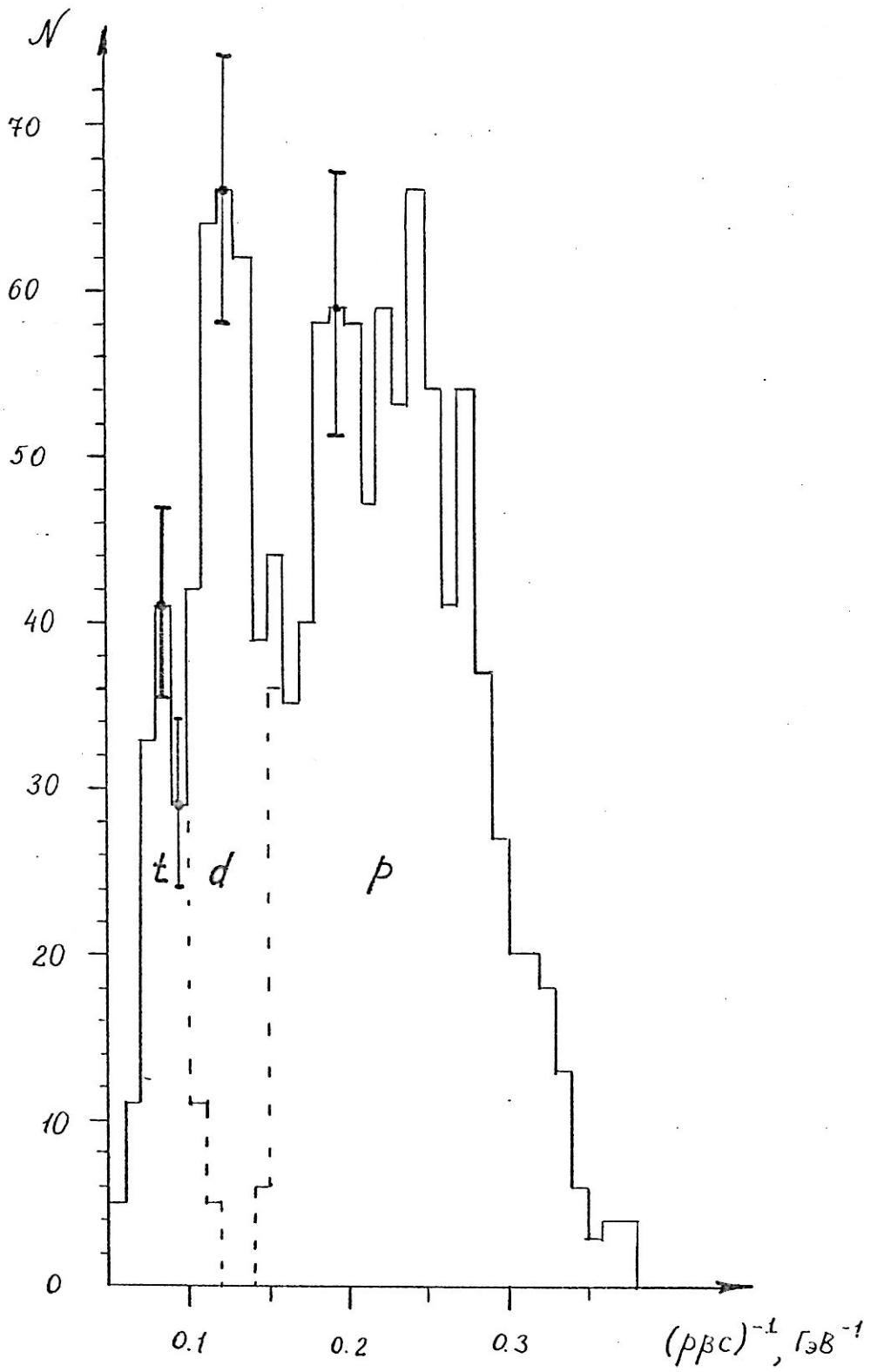


Рис. 13. Распределение однозарядных релятивистических частиц узкого конуса по $(p_{\beta c})^{-1}$. 1219 частиц.

Дополнительно было построено распределение релятивистских фрагментов с $Z \geq 2$ по азимутальному углу (рис. I8). По статистике ЛКЛ ФИАН сравнение полученного распределения с ожидаемым равномерным дает $\chi^2_{17} = 15.7$, что соответствует 0.60 уровню достоверности.

Дифференциальное распределение фрагментов по полярному углу для различных групп зарядов представлено на рис. I4 и I5, а интегральное - на рис. I6, I7. Интегральное распределение хорошо описывается экспонентой

$$N(\geq \theta) \sim \exp[-\theta/\langle \theta \rangle].$$

В таблице 8 приведены значения среднего угла и соответствующего ему среднего поперечного импульса. Значения $\langle p_t \rangle$ рассчитывались для среднего заряда в группе по формуле

$$\langle p_t \rangle = 4.1 \cdot 2Z \cdot \sin \langle \theta \rangle.$$

Видно, что средний угол вылета фрагментов уменьшается с ростом Z , в то время как средний поперечный импульс, уносимый фрагментом, немного увеличивается. Для группы зарядов 8 - 10 приводится верхний предел значения $\langle \theta \rangle$, поскольку, возможно, при измерении малых углов ($\angle < 0.1^\circ$) значения их оказались несколько завышенными.

3.3. Поиск событий с большими поперечными импульсами

Наиболее удобно проводить поиск больших p_t у Δ -частиц, поскольку их больше, чем фрагментов с $Z \geq 3$ (выход на звезду 0.82 и 0.46 соответственно), и это менее трудоемко, чем для однозарядных фрагментов.

Для поиска Δ -частиц под большими углами ($3^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$) было вновь просмотрено 70 частиц с $J > 1.5 J_0$. Из них в интервал $3J_0 < J < 5J_0$ попало 17 частиц. При этом было выявлено дополнительно 3 релятивистских Δ -частицы.

Т а б л и ц а 8

Средние поперечные импульсы и средние углы
вылета фрагментов

Группа Σ	$\langle \theta \rangle$, град	$\langle p_T \rangle$, ГэВ/с
8, 9, 10	0.229 ± 0.006	0.296 ± 0.006
5, 6, 7	0.252 ± 0.008	0.215 ± 0.008
3, 4	0.39 ± 0.03	0.195 ± 0.020
ΣN_1 (общее)	0.86 ± 0.02	0.246 ± 0.004 (для ${}^4\text{He}$)
ΣN_2 ("хвост")	3.4 ± 0.6	0.99 ± 0.20 (для ${}^4\text{He}$)
$\Sigma N_3 = N_1 - N_2$	0.65 ± 0.02	0.186 ± 0.005 (для ${}^4\text{He}$)

1072 частички +
15 частичк $\theta > 4^\circ$

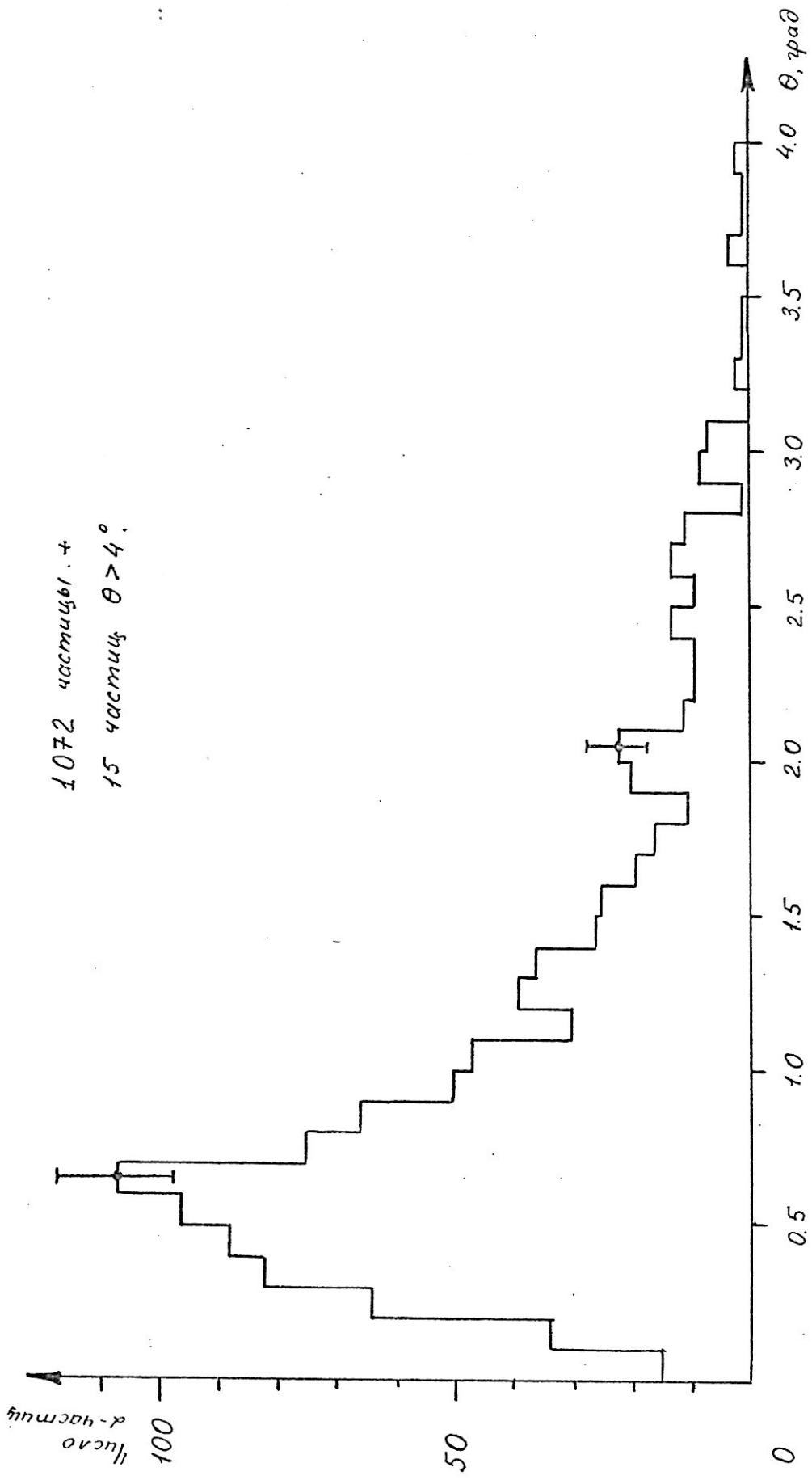


Рис. 14. Распределение релятивистских d -частиц по полярному углу.

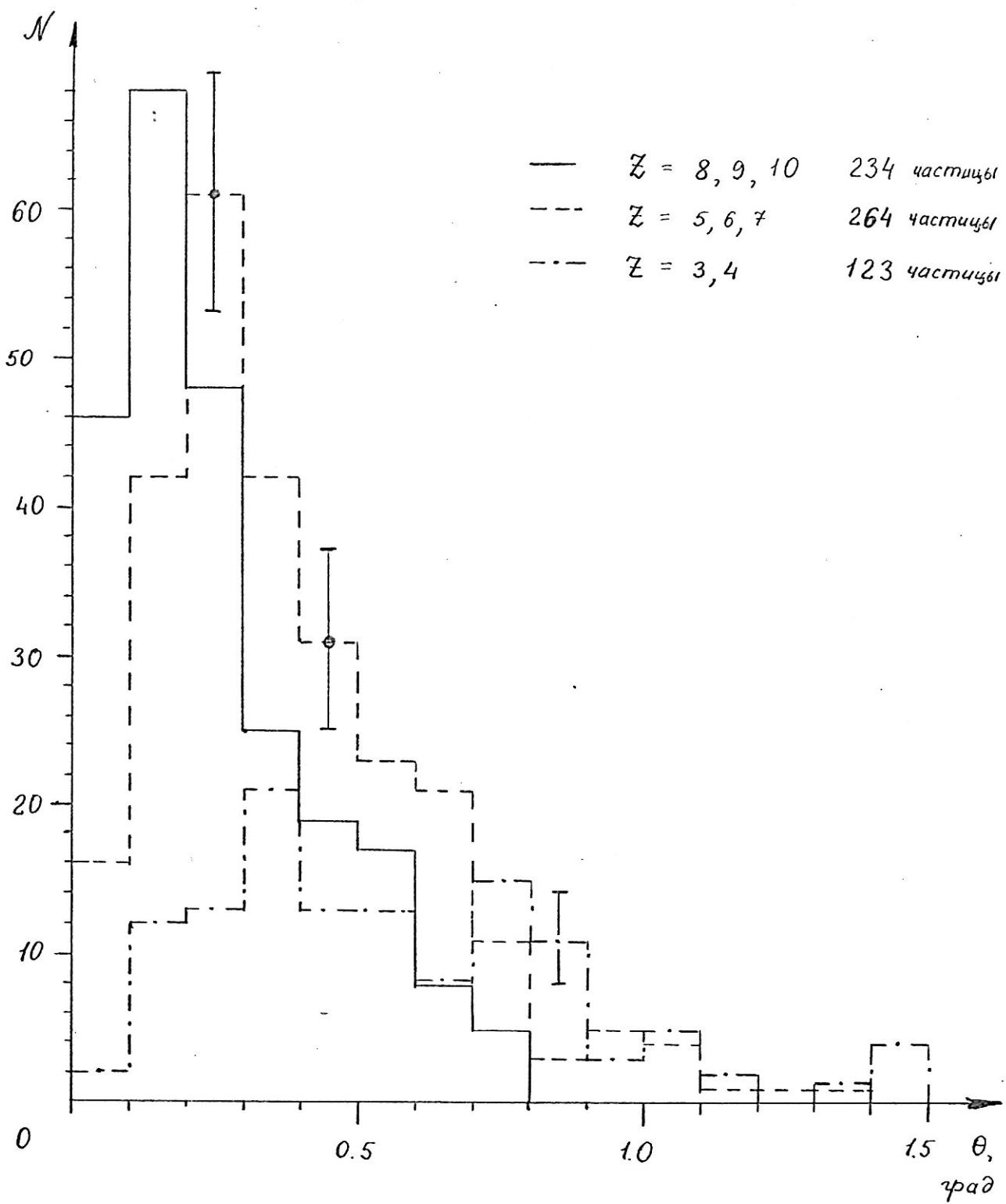


Рис. 15. Распределение релятивистских фрагментов по полярному углу.

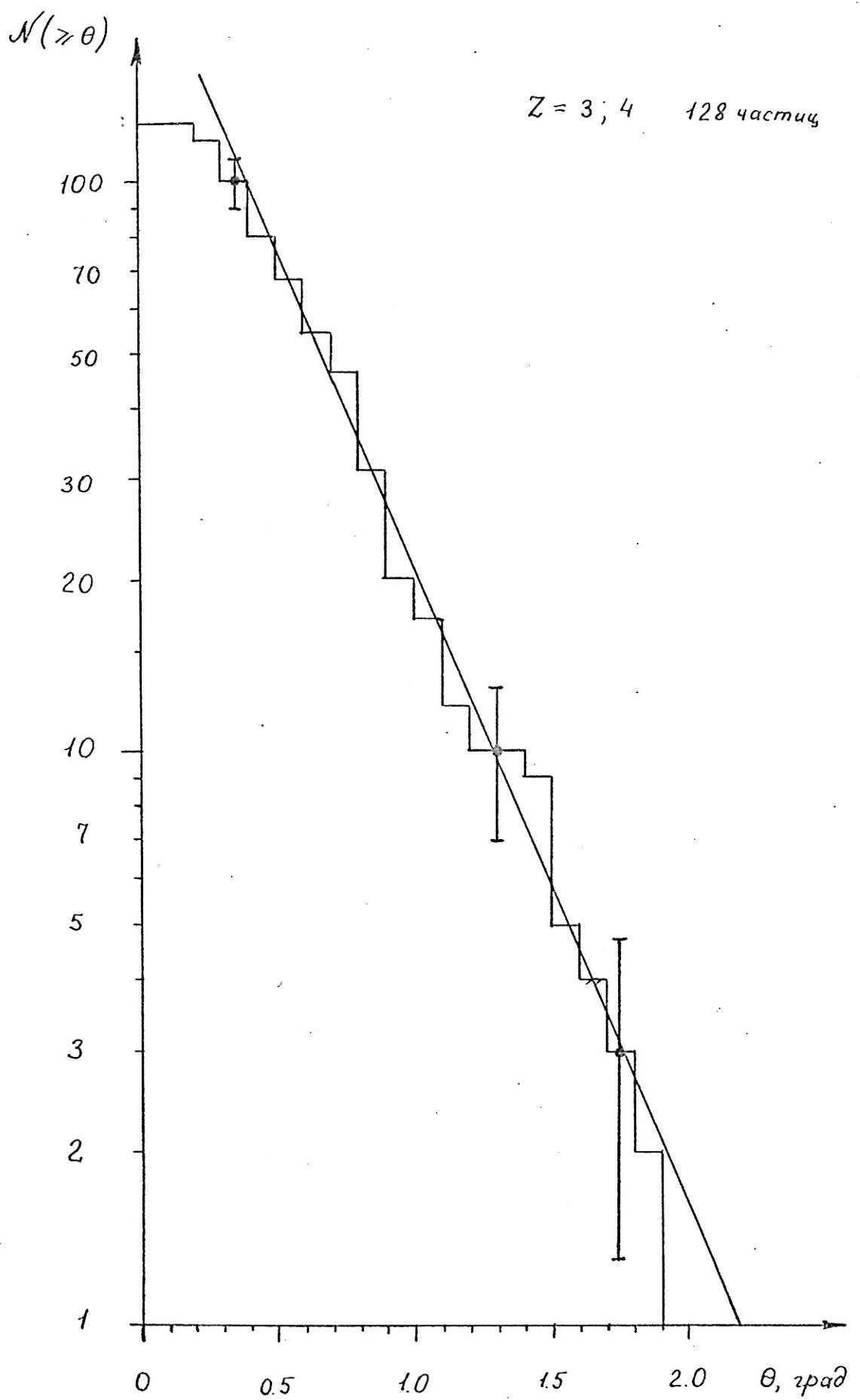


Рис. 16. Интегральное распределение релятивистских фрагментов с $Z=3$ и 4 по полярному углу.

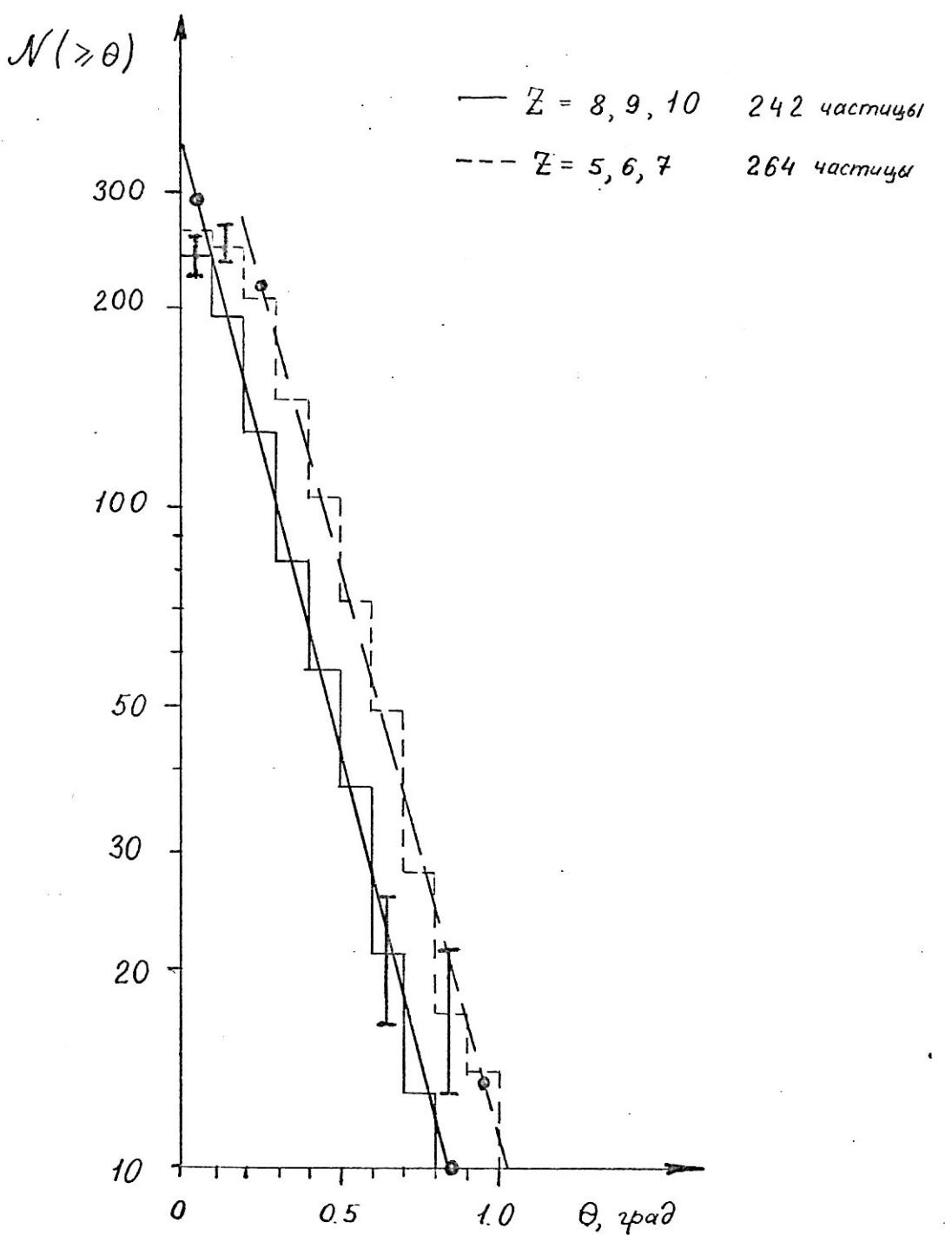


Рис. 17. Интегральное распределение релятивистских фрагментов по полярному углу.

Для отделения релятивистских λ -частиц от p , d и t необходимо протягивать серые следы на расстояние, не меньшее 2 см. На этом расстоянии след протона, имевший ионизацию $\mathcal{I} \approx 3.6 \mathcal{I}_0$, будет иметь $\mathcal{I} \approx 7 \mathcal{I}_0$, а для дейtronов $\mathcal{I} \approx 4.4 \mathcal{I}_0$ и для тритонов $\mathcal{I} \approx 4 \mathcal{I}_0$. Отсюда следует, что для отделения релятивистских частиц от тритонов по ионизации следы необходимо протягивать на расстояние 3-4 см. Однако, в ряде случаев d и t можно отделить от релятивистских λ -частиц по рассеянию на меньшей длине.

Распределение λ -частиц по θ изображено на рис. 19. Видно, что интегральное распределение λ -частиц не может быть описано одной экспонентой, как в случае фрагментов с $Z \geq 3$. Результаты "подгонки" двух экспонент приведены в таблице 9.

Таблица 9

	Число λ -частиц *)	$\langle\theta\rangle$, град	Интервал углов θ
Суммарное распределение (N_1)	1087 (1272)	0.86 ± 0.02	от 0.2° до 2.4°
"Хвост" распределения (N_2)	22 (865) **	3.4 ± 0.8	от 3° до 11°
Распределение после вычитания "второй" экспоненты ($N_3 = N_1 - N_2$)	976 (1272)	0.65 ± 0.02	от 0.5° до 2.5°

*) В скобках указано количество звезд, из которых отбирались λ -частицы.

**) Специально поиск релятивистских λ -частиц под большими углами проводился на меньшей статистике.

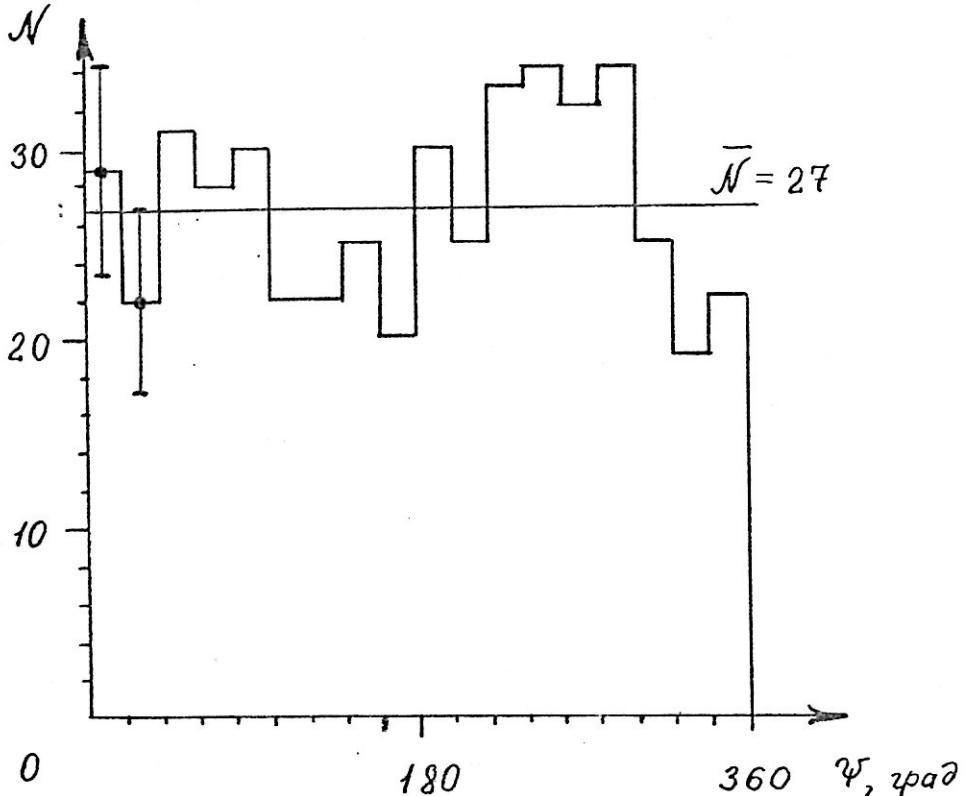


Рис. 18. Распределение релятивистских фрагментов с $Z \geq 2$ по азимутальному углу. $\Sigma = 483$, $\bar{N} = 27$, $\chi^2_{17} = 15.7$

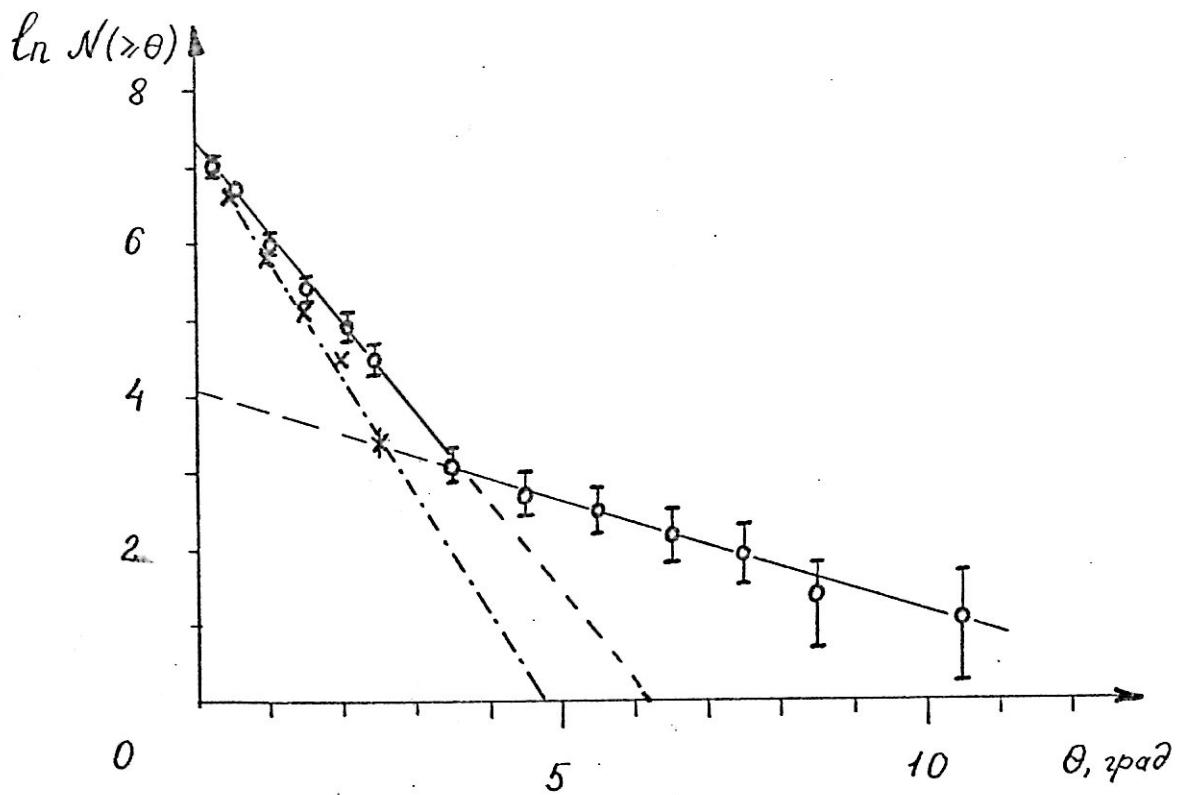


Рис. 19. Интегральное распределение релятивистских α -частиц по полярному углу. $N_\alpha = 1087$.

Видно, что средний угол вылета α - частиц из групп N_2 и N_3 отличается \sim в 5 раз. Возможно, это служит указанием в пользу того, что в ядрах имеется примесь $12\bar{q}$ - кластеров. Модель ядра с примесью α - кластеров обсуждается в [26]. Доля α - частиц с большим $\langle \theta \rangle$ составляет $\sim 8\%$ от общего числа α - частиц.

В таблице 10 приведены характеристики индивидуальных событий, в которых релятивистские α - частицы вылетают под углом $\theta > 3^\circ$ (по статистике ЛКИ ФИАН - 206 звезд). Видно, что такие частицы в основном образуются во взаимодействиях с $N_h \geqslant 7$, т.е. с большим возбуждением ядра-мишени.

Таблица 10

Характеристики ℓ - частиц с $\theta > 3^\circ$ ($N_{\text{пар. зб}} = 206$)

№ п/п:	№ события:	Тип перв. звезды				$(p_{\beta C})_\ell$, ГэВ	Вторичное взаимодействие ℓ -частицы	Примечания...
		θ	ψ	Узкий конус	Широкий конус			
1.	66-54-97	3.04	197.4	0+I+0	7+3+24	14.9 ± 2.7	ℓ_α просл. = 100 мм	
2.	66-54-131	4.58	41.0	0+I+I	12+3I+23	$> 10 \pm 2$ ($\ell = 23$ мм в одном слое)	На $\ell = 78.5$ мм 3+I+0 (серый назад)	Ионизация не изменяется
3.	66-55-17	10.1	10.0	0+I+I	II+20+13	> 9.7 ($\ell = 17.5$ мм)	На $\ell = 220.3$ мм У.к. 0+0+2 Ш.к. 2+0+0	Развал $\alpha \rightarrow 2\rho + \pi_k$ $(p_{\beta C})_1 = 2.9 \pm 0.8$ ГэВ $(p_{\beta C})_2 = 3.9 \pm 0.6$ ГэВ
4.	66-55-44	10.6	74.0	0+3+I	12+7+9		На $\ell = 24.0$ мм 4+I+0	Ионизация Δd не изменяется
5.	66-56-6	3.25	189.5	I+2+I	3+0+1	16.1 ± 2.3	На $\ell = 88.6$ мм У.к. 0+0+2 Ш.к. 16+4+2	$R_{min} = 16$ мкм
6.	66-56-63	7.80	103.4	0+I+I	I+5 +18		На $\ell = 50.2$ мм 4+3+2	Ионизация Δd не изменяется $R_{min} = 90$ мкм

$$\begin{aligned} x) \quad \Theta &= 3,5^\circ \\ R &= 14,1 \text{ мкм.} \end{aligned}$$

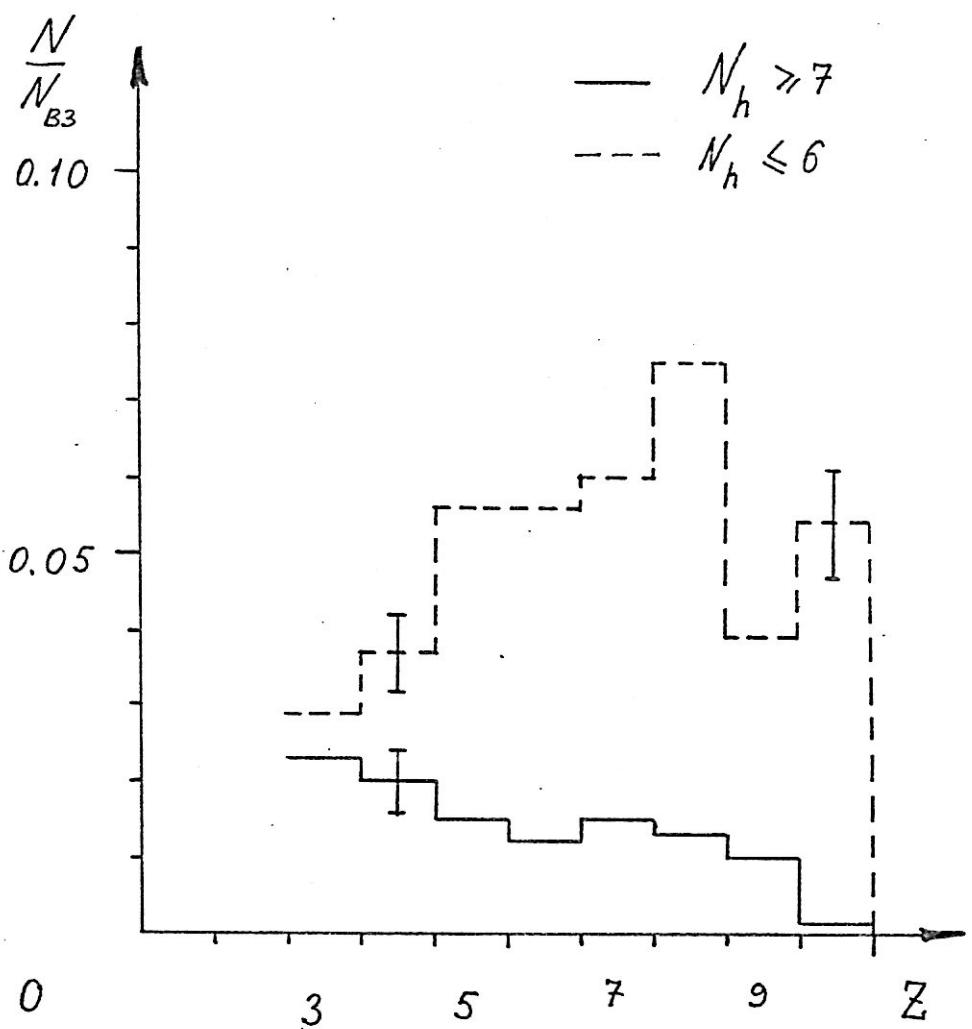


Рис. 20. Выход фрагментов с различными Z в зависимости от числа сильноионизующих частиц N_h . Для α -частиц $N/N_{B3} = 0.50 \pm 0.02$ при $N_h \leq 6$, $N/N_{B3} = 0.30 \pm 0.02$ при $N_h \geq 7$. 1272 звезды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В дипломной работе изучается процесс фрагментации ядер неона-22 с импульсом 4.1·A ГэВ/с на ядрах фотоэмulsionии. Использовалась статистика 1272 неупругих взаимодействий.

Получены следующие результаты.

1. Вероятности выхода релятивистских фрагментов с разными зарядами в зависимости от числа сильноионизующих частиц. Для зарядов от 3 до 10 выход изменяется в пределах 0.037 - 0.075 при $N_h \leq 6$ и 0.0016 - 0.023 при $N_h \geq 7$.

Выход λ -частиц существенно превышает выход фрагментов с $Z \geq 3$. При $N_h \leq 6$ выход λ -частиц составляет 0.50 ± 0.02 частиц на звезду, при $N_h \geq 7 - 0.30 \pm 0.02$.

2. Вероятности выхода протонов, дейtronов и тритонов в конусе $\theta \leq 3^\circ$. $N_p : N_d : N_t = (0.68 \pm 0.03) : (0.21 \pm 0.03) : (0.11 \pm 0.02)$.

3. Получены распределения многозарядных релятивистских фрагментов по полярному углу.

Интегральные распределения фрагментов снаряда по полярному углу хорошо описываются экспонентой -

$$N(\geq \theta) \sim \exp(-\theta/\langle\theta\rangle).$$

Средний угол составляет для

$Z = 8, 9, 10$	$\langle\theta\rangle = (0.229 \pm 0.006)$	Большой все он. заблокирован
$Z = 5, 6, 7$	$\langle\theta\rangle = (0.262 \pm 0.005)$	здесь Z
$Z = 3 \text{ и } 4$	$\langle\theta\rangle = (0.39 \pm 0.03)$	

4. Средние поперечные импульсы, уносимые фрагментами ядра неона, близки при разных Z и составляют (0.296 ± 0.006) ГэВ/с, (0.215 ± 0.005) ГэВ/с и (0.195 ± 0.020) ГэВ/с для групп $Z = 8, 9, 10$, $Z = 5, 6, 7$ и $Z = 3, 4$ соответственно.

5. Распределение фрагментов снаряда с $Z = 2$ можно описать с помощью двух экспонент. Средние углы равны $\langle\theta_2\rangle = (3.4 \pm 0.8)^\circ$ и $\langle\theta_3\rangle = (0.65 \pm 0.02)^\circ$, а их отношение $\langle\theta_2\rangle/\langle\theta_3\rangle \approx 5$. Доля α -частиц, описываемых второй экспонентой, ($\langle p_t \rangle \approx 1 \text{ ГэВ}/c$) составляет около $(8 \pm 3)\%$ от всех α -частиц.

Для более надежного выяснения доли α -частиц с большими p_t необходим специальный поиск релятивистских α -частиц, вылетающих под углами $3^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$.

Для выяснения вопроса о существовании больших поперечных импульсов у осколков снаряда с $Z = 3 - 10$ нужна существенно большая статистика и дополнительный анализ данных.

В заключение выражаю глубокую благодарность руководителю работы М.И.Третьяковой за постоянный и неослабевающий интерес к работе. Выражаю благодарность М.М.Чернявскому за полезные обсуждения и ряд ценных замечаний, Тюриной М.В. и Н.В.Масленниковой за помощь в измерениях.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Алма-Ата-Бухарест-Гатчина-Дубна-Ереван-Кошице-Краков-Ленинград-Москва-Ташкент-Тбилиси сотрудничество. Доклад на 9-ом Европейском симпозиуме по космическим лучам. Кошице, август 1984 г., № 3, № 8.
2. М. Карабова и др., ЯФ, т.29, в.1, с.117 (1979).
3. P.J.Lindstrom et al. Preprint LBL-3650, 1976.
4. A.Milone, Nuovo Cimento Suppl., 12, 353 (1954).
5. B.Judek, Can J.Phys. 46, 343 (1968).
6. New Evidence for a Anomalously Large Nuclear Fragments. - Phys. Today 35, № 4, p.17 (1982).
7. H.B.Barber et al., Phys.Rev.Lett. 48, 856 (1982).
8. E.M.Friedlander et al., Phys.Rev.Lett. 45, 1084 (1980).
9. M.M.Aggarwal et al., Phys.Lett. 112B, 31 (1982).
10. P.L.Jain and G.Das, Phys.Rev.Lett. 48, 305 (1982).
11. P.L.Jain, M.M.Aggarwal and K.L.Gomber, Phys.Rev.Lett. 52, 2213 (1984).
12. P.L.Jain et al., Phys.Rev.Ser. C 25, 3216 (1982).
13. A.Z.M.Ismail et al., Phys.Rev.Lett 52, 1280 (1984).
14. Е.А.Алексеева и др., Письма в ЖЭТФ, т.38, в.8, с.4II (1983).
15. Алма-Ата-Бухарест-Гатчина-Дубна-Душанбе-Ереван-Кишинев-Кошице-Краков-Ленинград-Москва-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор сотрудничество. Сообщение ОИЯИ, PI-84-532, Дубна 1984.
16. R.Holynski et al. In: Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf., Late Vol. Paper № 2.2-30, Bangalore, India, 1983.
17. Алма-Ата-Бухарест-Гатчина-Дубна-Душанбе-Ереван-Кишинев-Кошице-Краков-Ленинград-Москва-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор сотрудничество, Письма в ЖЭТФ, т.39, в.4, с.184 (1984).
18. M.L.Tincknell, P.B.Price and S.Perlmutter, Phys.Rev.Lett. 51, 1948 (1983).

12. 19. W.Heinrich et al., Phys.Rev.Lett. 52, 1401 (1984).
13. 20. J.D.Stevenson, J.A.Musser and S.V.Barwick, Phys.Rev.Lett. 52, 515 (1984).
21. T.J.M.Symons et al., Phys.Rev.Lett. 52, 982 (1984).
22. E.S.Pshenin and G.V.Voinov, Phys.Lett. 128B, 133 (1983).
23. H.Rosu, Central Institute of Physics, Bucharest, Preprint A-12-1984.
24. М.И.Адамович и др. Труды ФИАН, т.103, с.65-149 (1979).
25. Дубна-Кошице-Ленинград-Москва-Ташкент-Улан-Батор-Варшава
сотрудничество. Acta Phys. Slov. 28 (1978), №2, p.132-151.
26. Л.А.Кондратюк, М.Ж.Шматиков. Письма в ЖЭТФ, т.39, в.7,
с.324 (1984).