

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

П 314

УДК 539.172.17

1-88-561

ПЕТУХОВ

Юрий Петрович

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНИХ ДЛИН ПРОБЕГА  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ФРАГМЕНТОВ,  
ОБРАЗОВАННЫХ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ЯДЕР МАГНИЯ С ПЛЕКСИГЛАСОМ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 3,7·А ГЭВ

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1988

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий, Общепитутетском научно-методическом отделении и Серпуховском научно-экспериментальном отделе Объединённого института ядерных исследований.

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук  
старший научный сотрудник

МАЛЫЦЕВ  
Эрнст Иванович

кандидат физико-математических наук  
старший научный сотрудник

МОРОЗОВ  
Борис Александрович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук  
ведущий научный сотрудник

ГЛАГОЛЕВ  
Виктор Викторович

кандидат физико-математических наук  
старший научный сотрудник

ИСАКОВ  
Владимир Васильевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
Институт физики высоких энергий, Серпухов.

Защита диссертации состоится "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1988 г. в \_\_\_\_ час.  
на заседании Специализированного совета Д.047.01.02 при Лаборатории  
высоких энергий Объединённого института ядерных исследований, Дубна  
Московской области, конференц-зал ЛВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1988 г.

Ученый секретарь  
Специализированного совета

М.Ф.ЛИХАЧЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Интерес к изучению средних длин пробега фрагментов релятивистских ядер вызван некоторыми экспериментальными указаниями на существование эффектов аномальной фрагментации. Возможное объяснение аномальной фрагментации заключается в том, что при ядерных столкновениях образуется некоторая фракция аномальных релятивистских фрагментов (аномалоны), имеющих существенно более короткую по сравнению с нормальными фрагментами среднюю длину пробега в веществе. В настоящий момент экспериментальная ситуация остается противоречивой, как с точки зрения существования эффекта, так и с точки зрения оценки характеризующих его параметров. Поэтому получение новых экспериментальных данных о средних длинах пробега релятивистских фрагментов является актуальным.

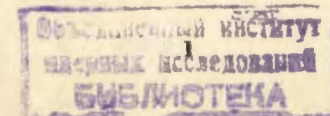
Для изучения фрагментации релятивистских ядер удобным инструментом служит активная мишень - секционированный черенковский спектрометр зарядов. Актуальным является создание такой методики обработки данных с активной мишени, которая позволила бы наиболее полно использовать экспериментальную информацию и давала возможность учесть возможные систематические ошибки в определении зарядов и пробегов фрагментов.

Цели работы.

1. Создание методики обработки данных с активной мишени, максимально использующей экспериментальную информацию, позволяющей выделять события с минимально доступными длинами пробега фрагментов и дающей возможность учёта систематических ошибок.

2. Применение созданной методики к обработке данных эксперимента АНОМАЛОН для получения информации о поведении локальных средних длин пробега релятивистских фрагментов в зависимости от пройденного расстояния, что даёт возможность установить отсутствие или наличие эффектов аномальной фрагментации и в случае существования эффекта определить параметры аномальной компоненты.

Новизна работ. Впервые получено указание на существование аномальной компоненты функции поглощения релятивистских фрагментов, об-



разованных во взаимодействиях ядер магния с плексигласом при энергии 3,7·А ГэВ. Средняя аномальная длина пробега около 2 мм, примесь аномальной компоненты примерно 9%. Результаты дают возможность также сделать качественный вывод об увеличении аномальной средней длины пробега с уменьшением заряда фрагмента.

**Практическая и научная ценность работы.** Создана оригинальная методика обработки информации с активной мишени – секционированного черенковского спектрометра зарядов. Получены экспериментальные результаты, указывающие на возможность существования аномальных эффектов при взаимодействиях релятивистских ядер.

Разработанная методика может быть применена для обработки данных в других экспериментах с активной мишенью аналогичного типа.

**Апробация работы и публикации.** Результаты, изложенные в диссертации, обсуждались на научных семинарах Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований и Института физики высоких энергий.

Основные результаты опубликованы в работах /1+4/.

**Объём диссертации.** Диссертация изложена на 90 страницах и состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения. В ней содержится 18 рисунков, 10 таблиц и список цитируемой литературы.

**Автор защищает:**

1. Созданную оригинальную методику обработки данных с активной черенковской мишени.
2. Найденное по данным эксперимента АНОМАЛОН указание на существование аномальной компоненты в функции поглощения релятивистских фрагментов со средней длиной пробега около 2 мм и с относительной долей примеси примерно 9%.
3. Качественный результат об увеличении средней аномальной длины пробега с уменьшением заряда фрагмента.

#### СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

**Во введении** кратко описаны цели работы и показана структура диссертации.

**Первая глава** содержит обзор экспериментальных и теоретических исследований по аномальной фрагментации.

В экспериментах с релятивистскими ядрами имеются указания на образование фрагментов, функция поглощения которых в веществе отличается от обычной одноэкспоненциальной и в простейшем случае имеет вид

$$-\frac{dN}{d\ell} = N_0 \left[ (1-\alpha) \frac{\exp(-\ell/\lambda_n)}{\lambda_n} + \alpha \frac{\exp(-\ell/\lambda_a)}{\lambda_a} \right]. \quad (1)$$

Здесь  $\lambda_n$  и  $\lambda_a$  – длины среднего свободного пробега нормальных и аномальных фрагментов ( $\lambda_a \ll \lambda_n$ ),  $\alpha$  – доля аномальных фрагментов. Этот эффект получил название аномальной фрагментации.

Экспериментальные исследования в этом направлении с помощью различных методов приводят к противоречивой ситуации, при анализе которой становится очевидным нетривиальный характер самого эффекта, как с точки зрения его интерпретации, так и с точки зрения оценки характеризующих его параметров –  $\lambda_a$  и  $\alpha$ . Вопрос о существовании аномальных фрагментов остается открытым, особенно для случая малой аномальной длины пробега.

Существует ряд теоретических моделей рассматриваемого эффекта, основанных на различных механизмах – от обычной ядерной физики до квантовой хромодинамики. Скудность и неоднозначность экспериментальных данных затрудняет теоретический анализ возможных свойств аномальных фрагментов.

Выбор в качестве инструмента для изучения фрагментации релятивистских ядер методики регистрации черенковского излучения в активной мишени из плексигласовых пластин обусловлен высокой скоростью набора статистики и хорошей точностью определения зарядов релятивистских фрагментов.

**Во второй главе** описывается методика эксперимента с активной черенковской мишенью и приводятся характеристики установки АНОМАЛОН. Установка работает на выведенном пучке ядер  $^{24}\text{Mg}$  с энергией 3,7·А ГэВ/с, ускоренных на синхрофазотроне ОИЯИ. Интенсивность пучка составляет в среднем  $10^4$  частиц в цикле. Угловой разброс в пучке не превышает нескольких миллирадиан. Система пучковых пропорциональных камер позволяет восстанавливать траекторию первичного ядра. Точность определения координат точки входа в мишень 0,4 мм, точность по углам 0,3 мрад. Геометрическая информация используется для изучения возможного влияния эффектов краевого прохождения фрагментов в мишени.

В эксперименте применяется активная плексигласовая мишень состава  $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ , представляющая собой сегментированный черенковский детектор, состоящий из 38 пластин-радиаторов толщиной по пучку 5,2 мм. Черенковское излучение собирается с использованием явления полного внутреннего отражения по световодам на ФЭУ-84. В поперечном сечении рабочая область мишени представляет собой круг радиусом около 9 мм. Сигнал от черенковского излучения в отдельном счётчике пропорциона-

лен сумме квадратов зарядов прошедших через его радиатор релятивистских частиц. Поэтому при взаимодействии ядер (либо при распаде возбужденных состояний) с изменением заряда происходит скачок амплитуд сигналов со счётчиков, и по этим скачкам определяются точки взаимодействия и, следовательно, пробеги фрагментов. Типичный вид события по данным с активной мишени приведен на рис.1.

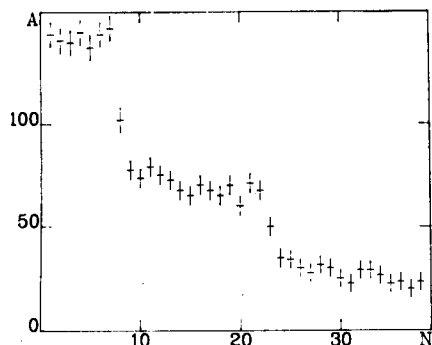


Рис.1. Типичный вид события по данным с активной мишени. По оси абсцисс отложен номер счётчика в сборке, по оси ординат - амплитуда сигнала в счётчике в единицах квадрата заряда. Отложенные ошибки отражают разброс амплитуд для данного уровня заряда.

Третья глава посвящена обработке экспериментальных данных.

Наличие в пучке ядер магния значительной примеси ядер углерода позволяет провести процедуру калибровки сигналов с черенковских счётчиков. Калибровка проводится в предположении линейной связи между амплитудой сигнала с данного счётчика в каналах АЦП и величиной  $A$  - суммой квадратов зарядов прошедших через радиатор релятивистских частиц. Два параметра - пьедестал и наклон - находятся по центрам пиков от углерода и магния. При проведении калибровки получены также значения зарядовых разрешений для всех черенковских счётчиков. Значения эти лежат в диапазоне от 0,2 e до 0,3 e со средней величиной 0,23 e.

Отметим здесь, что скачок амплитуды в одном или нескольких счётчиках может произойти также вследствие краевого прохождения фрагментов по сборке счётчиков, когда частицы пролетают мимо определенных радиаторов и попадают в следующие. Это возможно по причине особого расположения счётчиков, когда каждый следующий из них развернут относительно предыдущего на определенный угол и их радиаторы перекрываются не полностью. В такой ситуации сигнал со счётчика падает до области пьедестала, а в следующих счётчиках восстанавливается до значимой величины. При дальнейшей обработке такого события эти счётчики не рассматриваются, что приводит к уменьшению эффективной толщины мишени для данного события.

Для правильной идентификации событий в активной мишени, которая, по сути дела, представляет собой черенковский спектрометр зарядов релятивистских частиц, необходимо знать распределения амплитуды  $A$  для разных старших фрагментов налетающего ядра на разных расстояниях от точки взаимодействия. При взаимодействии налетающего ядра с мишенью кроме старшего по заряду релятивистского фрагмента образуются также и другие частицы. При прохождении быстрых заряженных частиц через радиатор рождаются релятивистские  $\delta$ -электроны. Все заряженные релятивистские частицы, сопровождающие прохождение старшего фрагмента в мишени, излучают черенковский свет. Вклад этого сопровождения в суммарное световыделение в счётчике уменьшается, в среднем, с увеличением расстояния от точки рождения фрагмента вследствие выноса из мишени, взаимодействия, поглощения. Наиболее быстро убывает вклад от  $\delta$ -электронов. Это убывание отражает исчезновение избытка  $\delta$ -электронов при скачке амплитуды в точке взаимодействия ядра с изменением заряда, так как количество рождаемых  $\delta$ -электронов пропорционально квадрату заряда.

Для средних значений распределений величины  $A$  на разных расстояниях от точки рождения для фрагментов второго поколения (первым поколением считаем пучковые ядра) найдено следующее описание:

$$A(z_1, z_2, \ell) = z_2^2 + \sum_{i=1}^3 a_i(z_1, z_2) \exp(-\ell/\lambda_i), \quad (2)$$

где  $z_1$  - заряд налетающего ядра,

$z_2$  - заряд старшего фрагмента второго поколения,

$\ell$  - расстояние от точки рождения фрагмента до середины радиатора рассматриваемого счётчика,

$\lambda_i$  - параметры убывания ( $\lambda_1 = 7,8$  мм,  $\lambda_2 = 33,8$  мм,  $\lambda_3 = 520$  мм),

$a_i(z_1, z_2)$  - эмпирические функции (всего 5 параметров).

Наличие трёх компонент в этом описании и значения параметров убывания позволяют связать их с вкладом от  $\delta$ -электронов - 1, с  $\pi$ -мезонами - 2 и с нуклонной компонентой - 3. На рис.2 приведены экспериментальные величины средних значений, аппроксимирующая функция и восстановленный заряд старшего фрагмента после вычитания вклада сопровождения для случая, когда старшим фрагментом является углерод.

Корреляции амплитуд сигналов с разных счётчиков в отдельном событии обусловлены наличием общих для этих счётчиков регистрируемых частиц сопровождения. Эти корреляции уменьшаются с увеличением расстояния между рассматриваемыми счётчиками. Анализ коэффициентов корреляции даёт информацию о средних числах частиц сопровождения разных типов.

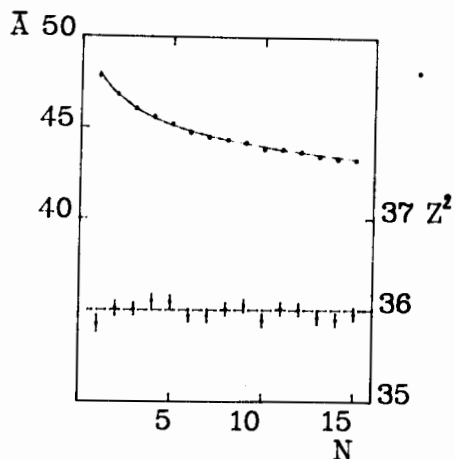


Рис.2. Зависимость средних значений амплитуды  $\bar{A}$  от номера счётчика после взаимодействия ядра  $^{24}\text{Mg}$  и аппроксимирующая функция показаны в верхней части рисунка (левая шкала). В нижней части рисунка (правая шкала) приведены соответствующие значения восстановленного квадрата заряда старшего фрагмента после вычитания вклада частиц сопровождения для случая  $Z = 6$  во втором поколении фрагментов.

Алгоритм поиска точек взаимодействия в мишени основан на выделении значимых скачков амплитуды сигналов со счётчиков при последовательном их переборе.

Оценка величины заряда  $Z$  старшего фрагмента, прошедшего через счётчик, определяется как итерационное решение уравнения, получаемого при подстановке амплитуды  $A$  сигнала конкретного счётчика в зависимость (2) вместо средней амплитуды  $\bar{A}$ . При этом необходимо задать заряд налетающего ядра и расстояние от предполагаемой точки взаимодействия до середины данного счётчика.

Процедура обработки события выглядит следующим образом:

- 1) в соответствии с калибровочными константами для каждого счётчика вычисляется амплитуда  $A$ ;
- 2) информация с первых двух счётчиков используется для фиксации факта попадания на мишень ядра магния;
- 3) начиная с третьего счётчика производится поиск счётчика со значимым скачком заряда, причем критерий значимого скачка учитывает возможные флуктуации сопровождения;
- 4) если в данном счётчике найден значимый скачок заряда по сравнению с величиной заряда, найденной по предыдущим счётчикам, точка взаимодействия считается находящейся в этом счётчике на половине толщины радиатора;
- 5) начиная со следующего счётчика каждому счётчику сопоставляется величина заряда  $Z$  старшего фрагмента в соответствии с амплитудой  $A$ , расстоянием от точки взаимодействия и зарядом ядра-родителя;

- 6) производится поиск счётчика со значимым скачком оценки заряда  $Z$  и при его нахождении процедура повторяется, начиная с пункта 4.

Когда выделены все взаимодействия в мишени, положение точек взаимодействия может быть уточнено на основании соображений о линейной связи между сигналом в счётчике с взаимодействием и координатой точки взаимодействия внутри радиатора этого счётчика:

$$A = \frac{\Delta l \cdot Z_1^2 + (d - \Delta l) \cdot Z_2^2}{d}, \quad (3)$$

где  $Z_1$  - заряд налетающего ядра,

$A$  - амплитуда в счётчике с взаимодействием ядра  $Z_1$ ,

$Z_2^2$  - сумма квадратов зарядов рожденных быстрых частиц,

$\Delta l$  - пробег ядра  $Z_1$  в радиаторе ( $0 \leq \Delta l \leq d$ ),

$d$  - толщина радиатора.

Из соотношения (3) определяем  $\Delta l$ , причем точность определения зависит, в основном, от дисперсии величины  $A$ .

Несколько отличным образом обрабатываются ситуации с предполагаемыми взаимодействиями в соседних счётчиках, где для оценки заряда фрагмента надо сделать некоторое предположение о его пробеге. Таким предположением является равенство пробегов фрагмента в первом и во втором счётчиках. В этом случае с помощью итерационной процедуры определяются заряд фрагмента и его полный пробег. Такие ситуации дают информацию о самых короткопробежных фрагментах (3-5 мм). Для уменьшения влияния флуктуаций амплитуд на создание этих ситуаций мы накладываем определенные условия на амплитуды в смежной паре счётчиков с предполагаемыми взаимодействиями. Условия регулируются величиной параметра  $C_3$ , задающего уровень подавления флуктуаций. Обработка проводилась при значениях  $C_3$ , равных 4б и 6б.

Четвертая глава посвящена статистическому моделированию процессов в активной мишени и применению результатов моделирования для учёта систематических ошибок, связанных с флуктуациями амплитуд.

Полученные при обработке данных экспериментальные характеристики позволяют провести моделирование изучаемых процессов, необходимое, в конечном счёте, для учёта возможных систематических искажений получаемых распределений длин пробега различных фрагментов. Требующиеся для моделирования сведения о средних длинах пробегов нормальных фрагментов и о вероятностях образования различных старших фрагментов первоначально находятся при анализе событий с достаточно большим пробегом ( $> 30$  мм). Средние числа частиц сопровождения разных типов даются функциями  $\bar{a}_i(Z_1, Z_2)$  в зависимости (2) и значениями коэффициентов корреляции.

Моделирование проводится следующим образом:

- 1) последовательно, в соответствии с известными из эксперимента средними нормальными длинами пробега и вероятностями образования различных старших фрагментов, разыгрывается каскад взаимодействий в мишени;
- 2) в точках взаимодействия, в соответствии с экспериментальными величинами средних значений, разыгрываются числа рожденных  $\pi$ -мезонов и сопровождающих фрагментов с зарядами 1 и 2. Пробеги этих частиц разыгрываются по экспоненциальному закону с параметром  $\lambda_2$  для  $\pi$ -мезонов и  $\lambda_3$  для сопровождающих фрагментов;
- 3) в каждом радиаторе равномерно по его толщине разыгрывается рождение  $\delta$ -электронов в соответствии с определенным экспериментально их средним числом и пропорционально сумме квадратов зарядов прошедших через этот радиатор частиц. Пробеги  $\delta$ -электронов разыгрываются по экспоненте с параметром  $\lambda_4$ .

Суммарный вклад всех компонент дает амплитуду  $A$  в данном счётчике. Эта амплитуда дополнительно разбрасывается по Гауссу в соответствии с индивидуальным разрешением счётчика. Значения  $A$  на всех счётчиках дают генерированное событие. Обработка этих событий показывает, что они дают согласующиеся с экспериментом характеристики зарядовых распределений, в том числе и значения коэффициентов корреляции. На рис.3 приведены для сравнения экспериментальное и модельное зарядовые распределения для фрагментов второго поколения.

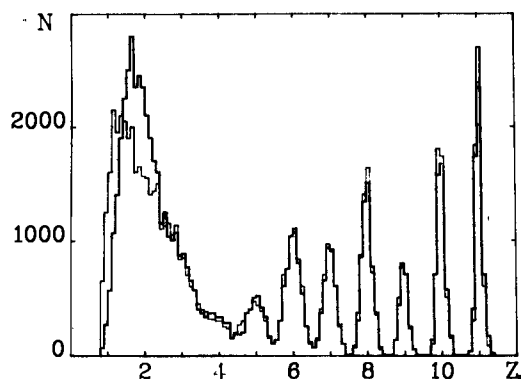


Рис.3. Экспериментальное (—) и модельное (---) зарядовые распределения (усреднение по 12 счётчикам после взаимодействия) для фрагментов второго поколения.

Ещё раз отметим, что моделирование основывается только на характеристиках, полученных из данного эксперимента.

Для получения оценок параметров функции поглощения фрагментов

обработанные события группируются в двумерные гистограммы по заряду старшего фрагмента второго поколения, который округляется до ближайшего целого значения  $Z$ , и по длине его пробега  $\ell$ , которая попадает в бин с номером  $L$ , причем бины могут быть неодинаковой ширины. Неточное определение заряда и пробега фрагментов может привести к нескомпенсированному перераспределению событий между бинами и, как следствие, к смещению оценок параметров при получении конечного результата. Скорректировать влияние систематического перераспределения событий помогает моделирование. Корректируемой величиной является число событий в определенном бине гистограммы. Коррекция основана на построении матрицы вероятностей перераспределения, элементами которой являются величины

$$\varepsilon(Z', L', Z, L) = \frac{N(Z', L', Z, L)}{N(Z', L')}$$

где  $Z', L'$  — заряд старшего фрагмента второго поколения и длина его пробега, как они разыграны при моделировании,  $Z, L$  — заряд старшего фрагмента второго поколения и длина его пробега, найденные при обработке генерированного события,

$N(Z', L')$  — полное число генерированных событий, имеющих параметры  $Z', L'$ ,

$N(Z', L', Z, L)$  — число событий из  $N(Z', L')$ , которые при обработке дали параметры  $Z, L$ .

Имея такую матрицу, можно рассматривать получение поправленных экспериментальных распределений  $N_3'(Z', L')$  из прямо найденных при обработке  $N_3(Z, L)$  как решение системы линейных уравнений:

$$N_3(Z, L) = \sum_{Z', L'} \varepsilon(Z', L', Z, L) \cdot N_3'(Z', L') \quad (4)$$

где  $N_3(Z, L)$  — известные величины,  
 $N_3'(Z', L')$  — искомые неизвестные,  
 $\varepsilon(Z', L', Z, L)$  — известные коэффициенты.

Эта система решается с помощью итераций. Проверка применяемого метода коррекции проводится на генерированных совокупностях событий. Обработка совокупностей без аномальной компоненты показывает полное согласие с нулевой гипотезой (то есть с отсутствием аномалии). При обработке же совокупностей с аномальной компонентой эта аномалия ясно видна и оценки параметров согласуются с заложенными значениями.

Пятая глава содержит основные результаты обработки данных эксперимента АНОМАЛОН.

Всего обработано около 125 тыс. событий с взаимодействием ядер  $^{24}\text{Mg}$  в мишени. Обработанные события группируются в гистограммы по заряду старшего фрагмента  $Z$  и по длине его пробега  $\ell$ . Заряд принимает значения в диапазоне  $2+11$ , разбиение по длине пробега следующее: 6 бинов по 2,6 мм (половина толщины радиатора), 3 бина по 5,2 мм, 6 бинов по 15,6 мм. Заметим, что первый бин по  $\ell$  не содержит событий при всех  $Z$ , так как такие малые пробеги не могут быть выделены при обработке. Строятся два типа гистограмм:

$N_3(Z, L)$  - число событий для фрагмента с зарядом  $Z$ , имеющих пробег в бине с номером  $L$  ( $L = I+15$ );

$M_3(Z, L)$  - число событий для фрагмента с зарядом  $Z$ , имеющих пробег, больший верхней границы бина  $L$ .

Затем к этим гистограммам применяется процедура коррекции, описанная выше, и далее из поправленных гистограмм строятся величины

$$\Lambda(Z, L) = H(L) \frac{M'_3(Z, L)}{N'_3(Z, L)} + \frac{H(L)}{2}, \quad (5)$$

где  $H(L)$  - ширина бина  $L$ . Значения  $\Lambda(Z, L)$  представляют собой средние длины пробега фрагментов с зарядом  $Z$ , имеющих пробег в бине  $L$ . Объединяя вместе данные по нескольким зарядам фрагментов, получаем усредненные по этим фрагментам значения средних пробегов. Ошибки значений  $\Lambda(Z, L)$  зависят, в соответствии с формулой (5), от ошибок величин  $N'_3(Z, L)$  и  $M'_3(Z, L)$ , которые, в свою очередь, складываются из статистических ошибок непоправленных значений  $N_3(Z, L)$  и  $M_3(Z, L)$  и из неопределенностей коэффициентов системы линейных уравнений (4).

Для каждого заряда  $Z$  (либо для группы зарядов) экспериментальные значения  $\Lambda(Z, L)$  аппроксимируются функцией

$$\lambda(L) = H(L) \frac{F(L) + G(L)}{F(L) \cdot [\exp(H(L)/\lambda_n) - 1] + G(L) [\exp(H(L)/\lambda_a) - 1]} + \frac{H(L)}{2},$$

где  $F(L) = (1 - \alpha) \cdot \exp(-X(L)/\lambda_n)$ ,

$G(L) = \alpha \cdot \exp(-X(L)/\lambda_a)$ ,

$X(L)$  - верхняя граница бина  $L$ .

Параметры  $\lambda_n$ ,  $\lambda_a$ ,  $\alpha$  имеют то же значение, что и в зависимости (1).

Для выявления возможных систематических эффектов производится отбор событий по различным критериям:

1) ограничение на  $R$  (расстояние от точки входа пучкового ядра в мишень до центра рабочей области мишени в поперечном сечении) для изучения краевых эффектов; при наложении условия

$R < 6,3$  мм доля событий с наличием провала амплитуд (до уровня пьедестала) падает с 20% до 2%,

- 2) условие на сброс заряда  $\Delta Z$  при взаимодействии фрагмента для изучения достоверности выделения взаимодействий,
- 3) выбор параметра  $C_3$  при обработке ситуаций с взаимодействиями в соседних счётчиках для изучения влияния возможных неучтенных флуктуаций амплитуд.

При определении параметров данные объединяются по нескольким соседним по заряду фрагментам, что необходимо для уменьшения статистического разброса.

Основные результаты приведены в таблицах I, II, III. На рис. 4 показана экспериментальная зависимость средней длины пробега  $\Lambda$  от пройденного расстояния и описывающая ее функция при объединении  $Z = 6+10$ . Границы 95% доверительной области для параметров  $\lambda_a$  и  $\alpha$  приведены на рис. 5.

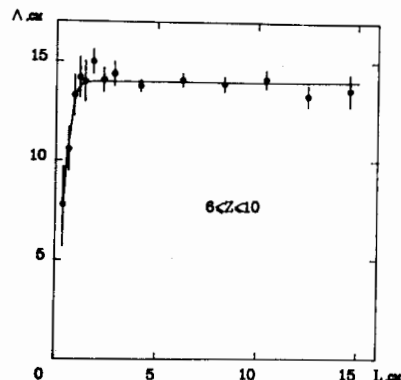


Рис. 4. Экспериментальная зависимость средней длины пробега  $\Lambda$  от расстояния  $L$  от точки рождения и аппроксимирующая функция для фрагментов с зарядами  $Z = 6+10$ . Случай  $\Delta Z > 2$ , параметр  $C_3 = 4\sigma$ , ограничений на  $R$  нет.

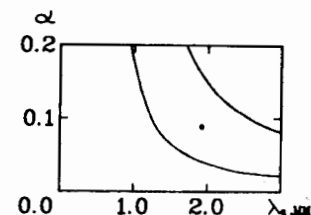


Рис. 5. Границы 95% доверительной области для параметров  $\lambda_a$  и  $\alpha$ . Случай  $\Delta Z > 2$ , параметр  $C_3 = 4\sigma$ , ограничений на  $R$  нет.

Результаты указывают на наличие аномальной короткопробежной компоненты в функции поглощения релятивистских фрагментов. Для фрагментов в интервале зарядов  $Z = 6+10$  средняя длина пробега аномальной компоненты оценивается как  $\lambda_a = (1,9 \pm 0,8)$  мм, её доля при фиксации

$\lambda_a = 2$  мм составляет  $\alpha = (0,084 \pm 0,027)$ . Оценки параметров устойчивы при наложении различных критериев отбора событий (табл. I и II), что свидетельствует об отсутствии каких-либо значимых систематических погрешностей, связанных с краевыми эффектами и неучтенными флуктуациями амплитуд сигналов. Имеется указание на увеличение средней длины пробега аномальной компоненты с уменьшением заряда (табл. III). Возможно, это является следствием эффекта памяти при последовательных взаимодействиях.

Таблица I

Оценки параметров функции поглощения для фрагментов с зарядами  $Z = 6+10$  при различных критериях отбора событий

Условия	$\lambda_n$ , мм	$\lambda_a$ , мм	$\alpha$
$\Delta Z > 2, C_3 = 4\sigma, R$ - любое	$140,0 \pm 1,5$	$1,9 \pm 0,8$	$0,09 \pm 0,07$
$\Delta Z > 2, C_3 = 4\sigma, R < 6,3$ мм	$141,7 \pm 1,9$	$2,3 \pm 1,1$	$0,07 \pm 0,06$
$\Delta Z > 1, C_3 = 4\sigma, R$ - любое	$140,4 \pm 1,4$	$2,2 \pm 0,8$	$0,08 \pm 0,06$

Таблица II.

Оценки параметра  $\alpha$  для фрагментов с зарядами  $Z = 6+10$  при различных критериях отбора событий с фиксацией  $\lambda_a = 2$  мм

Условия	$\alpha$
$\Delta Z > 2, C_3 = 4\sigma, R$ - любое	$0,084 \pm 0,027$
$\Delta Z > 2, C_3 = 4\sigma, R$ - любое, пробег $> 5,2$ мм	$0,091 \pm 0,033$
$\Delta Z > 2, C_3 = 4\sigma, R < 6,3$ мм	$0,089 \pm 0,035$
$\Delta Z > 2, C_3 = 6\sigma, R$ - любое	$0,080 \pm 0,032$

Таблица III

Оценки параметров функции поглощения для разных комбинаций зарядов фрагментов при условиях  $\Delta Z > 2, C_3 = 4\sigma, R$  - любое

Заряды	$\lambda_n$ , мм	$\lambda_a$ , мм	$\alpha$	$\lambda_a$ , мм при $\alpha = 0,09$
$5 \leq Z \leq 7$	$156 \pm 2$	$3,5 \pm 0,9$	$0,14 \pm 0,05$	$4,5 \pm 0,8$
$6 \leq Z \leq 8$	$149 \pm 2$	$2,0 \pm 0,9$	$0,11 \pm 0,10$	$2,2 \pm 0,4$
$7 \leq Z \leq 9$	$138 \pm 2$	$1,2 \pm 1,5$	$0,11 \pm 0,30$	$1,3 \pm 0,6$

Таблица IV и рис.6 иллюстрируют результаты обработки трёх независимых ансамблей (1, 2 и 3) генерированных событий с заложенной аномальной компонентой. Число событий в каждом ансамбле примерно равно полному числу экспериментальных событий. Полученные оценки параметров позволяют сделать вывод, что применяемая методика обработки не даёт существенных систематических погрешностей.

Таблица IV

Оценки параметров функции поглощения для фрагментов с зарядами  $Z = 6+10$ , полученные при обработке генерированных событий с заданными параметрами  $\lambda_n = 145,3$  мм,  $\lambda_a = 1,63$  мм,  $\alpha = 0,15$ . Условия  $\Delta Z > 2$  и  $C_3 = 4\sigma$

Ансамбль событий	$\lambda_n$ , мм	$\lambda_a$ , мм	$\alpha$	$\lambda_a$ , мм при $\alpha = 0,15$
1	$144,4 \pm 1,5$	$1,5 \pm 0,4$	$0,18 \pm 0,10$	$1,7 \pm 0,2$
2	$145,8 \pm 1,6$	$2,9 \pm 0,8$	$0,07 \pm 0,03$	$2,0 \pm 0,2$
3	$143,2 \pm 1,5$	$1,7 \pm 0,6$	$0,13 \pm 0,08$	$1,6 \pm 0,2$
I+ 2+ 3	$144,3 \pm 0,9$	$1,9 \pm 0,3$	$0,12 \pm 0,03$	$1,66 \pm 0,10$

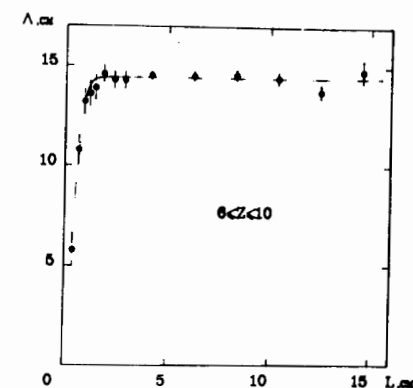


Рис.6. Зависимость средней длины пробега  $\Lambda$  от расстояния  $L$  от точки рождения и аппроксимирующая функция для фрагментов с зарядами  $Z = 6+10$ , полученные при обработке всей генерированной совокупности событий с заданными параметрами  $\lambda_a = 1,63$  мм и  $\alpha = 0,15$ . Случай  $\Delta Z > 2$ , параметр  $C_3 = 4\sigma$ .



## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Создана оригинальная методика обработки данных с активной черенковской мишени, позволяющая выделять события с минимальными доступными длинами пробега фрагментов и дающая возможность учёта систематических искажений в распределениях по длинам пробега, возникающих вследствие флуктуаций амплитуд сигналов.

2. По данным эксперимента АНОМАЛОН найдено указание на существование аномальной компоненты в функции поглощения релятивистских фрагментов со средней длиной пробега около 2 мм и с величиной примеси примерно 9%. В области пробега  $\ell > 10$  мм аномальный эффект не проявляется, что согласуется с результатами, полученными ранее с помощью другой методики.

3. Получен качественный результат об увеличении средней аномальной длины пробега с уменьшением заряда фрагмента.

### Основные положения диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Вереш И., Голутвин И.А., ..., Петухов Ю.П., ...  
Установка для исследования сечений сильного взаимодействия фрагментов релятивистских ядер на синхрофазотроне ОИЯИ.  
Краткие сообщения ОИЯИ, №4-84, Дубна, 1984, с.10-14.  
Proc. of the XXII Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, 1984.
2. Голутвин И.А., Горбунов Н.В., ..., Петухов Ю.П., ...  
Исследование ядерного взаимодействия релятивистских фрагментов  $^{24}\text{Mg}$  с помощью черенковского спектрометра зарядов.  
Краткие сообщения ОИЯИ, №5-84, Дубна, 1984, с.8-12.  
Proc. of the II Int. Conf. on Nucleus-nucleus collisions, Visby, Sweden, 1985.
3. Вереш И., Головин В.М., ..., Петухов Ю.П., ...  
Поиск аномального взаимодействия релятивистских фрагментов ядра  $^{24}\text{Mg}$  с помощью черенковского спектрометра.  
Краткие сообщения ОИЯИ, №9-85, Дубна, 1985, с.43-52.
4. Карев А.Г., Морозов Б.А., ..., Петухов Ю.П., ...  
Аномальная компонента функции поглощения релятивистских фрагментов, образованных во взаимодействиях ядер магния с плексигласом при импульсе 4,5·А ГэВ/с.  
Препринт ОИЯИ, PI-88-110, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 июля 1988 года.