

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-84-532

ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА
В ФОТОЭМУЛЬСИИ ФРАГМЕНТОВ НЕОНА-22
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,1 А ГэВ/с
И ПРОБЛЕМА АНОМАЛОНОВ

Сотрудничество: Алма-Ата–Бухарест–Гатчина–
Дубна–Душанбе–Ереван–Кишинев–Кошице–Краков–
Ленинград–Москва–Ташкент–Тбилиси–Улан-Батор

1984

Б.П.Банник, Ю.А.Батусов, Л.Н.Бокова, А.Вокалова, О.М.Кузнецов,
В.В.Люков, О.В.Пискалева, К.Д.Толстов, В.И.Третьяк,
Г.С.Шабратова
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Н.П.Андреева, Э.В.Анзон, В.И.Бубнов, А.Ш.Гайтинов, Л.Е.Еременко,
Г.С.Калячкина, Э.К.Каныгина, И.Я.Часников
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата
М.Гицок, А.Марин, Х.Рошу, М.Хайдук, Д.Хашеган
Центральный институт физики, Бухарест, СРР
И.Бободжанов, В.А.Лескин, А.Мухторов
Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе
Р.А.Хошмухаммедов
Таджикский государственный медицинский институт, Душанбе
Ф.А.Аветян, В.М.Крищян, Н.А.Марутян, К.А.Матевосян,
Л.Г.Саркисова
Ереванский физический институт
Ф.Г.Лепехин, Б.Б.Симонов
ЛИЯФ им. В.П.Константинова, Гатчина
А.Н.Димитров
Кишиневский государственный университет
Я.Караба, М.Карабова, Э.Силэш, М.Тотова, Л.Юст
Университет им.Й.Шафарика, Кошице, ЧССР
Б.Вильчинска, В.Вольтер, Б.Восек, А.Ольшевски, Р.Холынски
Институт ядерной физики, Краков, ПНР
В.А.Антончик, В.А.Бакаев, А.В.Белоусов, С.Д.Богданов,
В.И.Остроумов
Ленинградский политехнический институт им.М.И.Калинина
В.Г.Богданов, В.А.Плющев, Э.И.Соловьева
Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград
М.И.Адамович, В.Г.Ларионова, Г.И.Орлова, Н.А.Салманова,
М.И.Третьякова, С.П.Харламов
Физический институт АН СССР им.П.Н.Лебедева, Москва
С.А.Азимов, А.Абдужамиллов, Ш.Абдужамиллов, С.И.Гаджиева,
К.Г.Гуламов, М.Джураев, А.Жуманов, Н.С.Лукичева, Д.Мирходжаева,
В.Ш.Навотный, Н.Ш.Саидханов, Л.Н.Свечникова, Л.П.Чернова
Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент
А.Х.Бабаев, Е.С.Басова, А.Н.Бондаренко, У.Г.Гулямов,
Т.П.Трофимова, Р.У.Халматова, Г.М.Чернов
Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент
А.В.Бурдули, Н.И.Костанашвили
Тбилисский государственный университет
Л.Сэрдамба, Р.Тогоо, Д.Тувдендорж
Институт физики и техники, Улан-Батор, МНР
М.Ш.Джуранова, Дж.А.Саломов
Таджикский государственный университет, Душанбе

ВВЕДЕНИЕ

В течение последних четырех лет в экспериментальных и теоретических исследованиях большое внимание уделяется проблеме аномалонов - аномально взаимодействующих релятивистских фрагментов ядер-снарядов. Аномалонам приписываются сечения, значительно превосходящие обычные сечения ядер соответствующих атомных весов.

Первые указания на существование аномалонов были получены в опытах, выполненных методом ядерных фотоэмульсий ^{1-3/}. В этих работах утверждалось, что средний свободный пробег фрагментов ядер-снарядов, определенный на первых сантиметрах пробега от родительской звезды, заметно меньше того, что получается вдали от нее, или того, каким обладают пучковые ядра того же заряда и импульса. Эффект уменьшения среднего свободного пробега вблизи места рождения вторичных фрагментов обычно интерпретировался наличием среди них некоторой доли ядер /аномалонов/, у которых средний свободный пробег существенно меньше, чем у нормальных ядер.

Исследование этой проблемы проводилось в дальнейшем также с помощью пластиковых трековых детекторов ^{4,5/} и черенковских счетчиков ^{6,7/}.

Результаты опубликованных по этой теме работ разноречивы. Сильный эффект ^{1/} не был подтвержден в последующих работах. В ^{5/} обнаружена меньшая примесь аномалонов с меньшими средними свободными пробегами. В другой более статистически обеспеченной работе ^{4/}, выполненной с применением пластиковых трековых детекторов, а также в электронных экспериментах ^{6,7/}, результаты согласуются с отсутствием аномалонов.

В данной работе мы приводим результаты фотоэмульсионного эксперимента, основанные на гораздо большей статистике, чем в первых эмульсионных работах ^{1-3/}. Предварительные результаты наших исследований по проблеме аномалонов были доложены на XVIII Международной конференции по космическим лучам 1983 г. в Индии ^{8/}, а также опубликованы в ^{9/}. 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.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Стопки стандартной фотоэмульсии ГОСНИИХИМОПРОЕКТ типа БР-2, составленные из 50 и 100 слоев размером 10 на 20 см с толщиной 600 мкм, были облучены ядрами неона-22 с импульсом 4,1 ГэВ/(с·нукл.) на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований в Дубне. Пучок имел диаметр около 10 мм, и некоторые камеры были облучены дважды, так что загрузка в каждом из пятен засветки составляла около 10^4 на квадратный сантиметр.

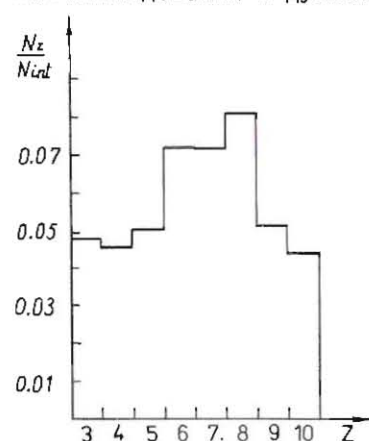


Рис. 1. Распределение по зарядам релятивистских фрагментов неона-22.

Для каждого прослеженного фрагмента измерялись длина следа и заряд. Величина заряда определялась двумя способами: по плотности дельта-электронов или по плотности просветов с длиной, больше заданной. Калибровка производилась по следам ядер известного заряда из "белых" звезд, представляющих собой чистый развал налетающего ядра, а также по пучковым следам. Распределение фрагментов пучковых ядер по зарядам, полученное в результате просмотра по треку, показано на рис. 1.

СРЕДНИЕ СВОБОДНЫЕ ПРОБЕГИ ФРАГМЕНТОВ

Всего нами прослежено 10606 многозарядных фрагментов на длине 748,703 м, на которой было зарегистрировано 6053 взаимодействия. Мы использовали фрагменты первых трех поколений. Средний свободный пробег для ядер данного заряда определялся как

$$\lambda = S/N, \quad /1/$$

где S — суммарная прослеженная длина, N — число обнаруженных взаимодействий. Если пучок однороден и его состав не меняется с расстоянием, пробеги до взаимодействия описываются функцией с плотностью распределения

$$f(x) = \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda}.$$

/2/

В этом случае λ , определенная как /1/, есть состоятельная, несмещенная, эффективная оценка среднего свободного пробега. Она не зависит от расстояния, на котором ее измеряют. В табл. 1 приведены величины средних свободных пробегов фрагментов с зарядами от 3 до 10. Здесь и далее ошибки приводятся только статистические. В табл. 2 показаны результаты, полученные при различных способах набора статистики. Как видно, они согласуются между собой.

Таблица 1

Средние свободные пробеги фрагментов				
Заряд фрагментов	Количество фрагментов	Число взаимодействий	Средний свободный пробег	χ^2_{10}
Z	$N_{фр.}$	$N_{вз.}$	λ (см)	
3	1241	593	$13,8 \pm 0,6$	11,95
4	1117	534	$14,9 \pm 0,6$	22,63
5	1304	681	$13,7 \pm 0,5$	4,56
6	1679	903	$13,8 \pm 0,5$	16,16
7	1604	908	$12,7 \pm 0,4$	6,02
8	1658	1038	$10,8 \pm 0,3$	11,14
9	1045	696	$10,1 \pm 0,4$	11,01
10	958	700	$10,2 \pm 0,4$	14,37

На рис. 2 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 десятиью степенями свободы, полученные для этих распределений, приведены в табл. 1. 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.

Величину среднего свободного пробега для фрагментов с данным зарядом можно вычислить, используя простую геометрическую зависимость /10/. Поскольку в эксперименте для фрагментов определялась

Таблица 2

Сравнение средних свободных пробегов, полученных для различных способов просмотра

Z	по треку			по площади		
	$N_{\text{ФР}}$	$N_{\text{ВЗ}}$	λ (см)	$N_{\text{ФР}}$	$N_{\text{ВЗ}}$	λ (см)
3	785	446	$14,0 \pm 0,7$	456	147	$13,1 \pm 1,1$
4	719	401	$14,4 \pm 0,7$	398	133	$16,4 \pm 1,4$
5	832	494	$13,8 \pm 0,6$	472	187	$13,2 \pm 1,0$
6	1107	665	$13,8 \pm 0,5$	238		$13,7 \pm 0,9$
7	1046	664	$12,8 \pm 0,5$	558	244	$12,7 \pm 0,8$
8	1127	785	$10,7 \pm 0,4$	531	253	$11,3 \pm 0,7$
9	680	509	$9,4 \pm 0,4$	365	187	$12,0 \pm 0,9$
10	562	427	$10,0 \pm 0,5$	273		$10,7 \pm 0,6$

только величина заряда, для расчетов сечений использовались значения атомных весов, усредненные по изотопам данного заряда, встречающимся в природе. Результаты расчетов и экспериментальные значения χ^2 , полученные в данной работе для фрагментов и первичных ядер неона-22, а также в других работах для пучковых ядер, приведены в табл.3. Из таблицы видно разумное согласие средних длин свободного пробега многозарядных релятивистских фрагментов как с расчетами по простейшей геометрической модели, так и с экспериментальными значениями, полученными для ускоренных ядер соответствующего заряда. Наибольшее отклонение от предсказанного значения наблюдается для заряда $Z = 3$. Оно, как отмечалось, например, в ¹¹ может быть объяснено большим радиусом ядер лития, который не укладывается в закономерность $R \sim A^{1/3}$, лежащую в основе расчетов по геометрической модели.

В табл.4 сравниваются оценки λ , полученные для каждого заряда вблизи точки рождения фрагментов λ_1 и дальше λ_2 /на длине до 1 см и больше 1 см/. В случае экспоненциального распределения пробегов до их взаимодействия отношение $F = \lambda_1 / \lambda_2$ двух оценок свободного пробега, полученных на статистике N_1 и N_2 взаимодействий, имеет распределение Фишера-Снедекора ¹⁴ $P(F, 2N_1, 2N_2)$. В табл.4 приведены также величины отношений λ_1 / λ_2 и соответствующие им уровни значимости P , имеющие смысл вероятности получить это отношение меньшим или равным данному. Величины P теоретически должны быть распределены равномерно от 0 до 1. Среднее значение $\bar{P} = 0,43 \pm 0,10$ хорошо согласуется с ожидаемым, равным 0,5. Видно, что полученные значения P впол-

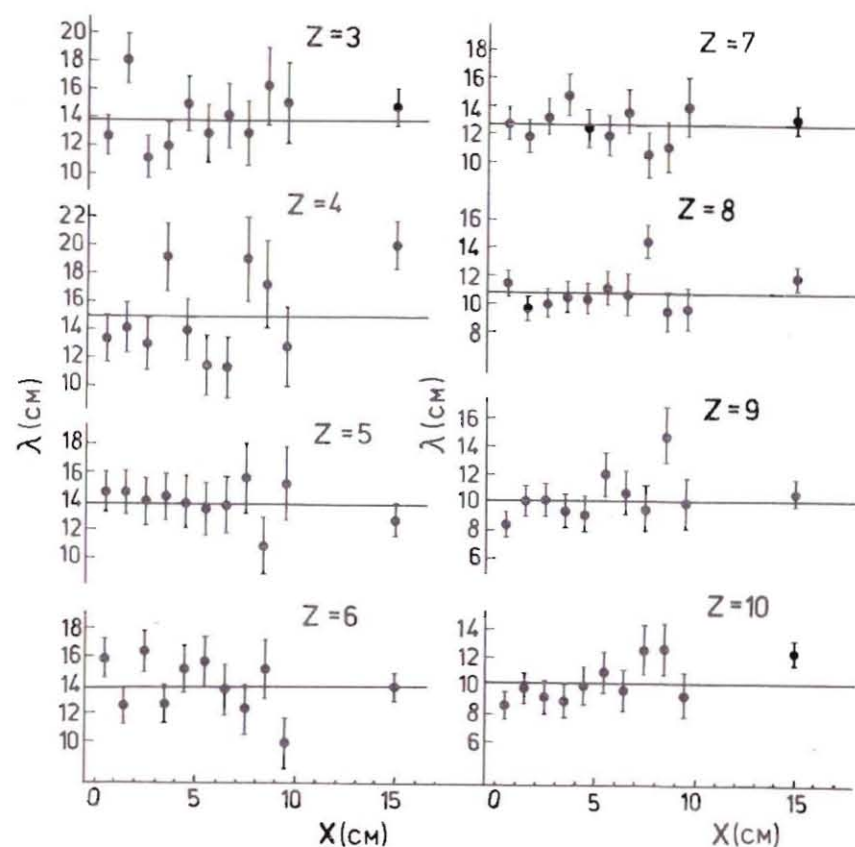


Рис.2. Средние пробеги до неупругого взаимодействия λ в зависимости от расстояния x , пройденного фрагментами с данным Z . Прямые соответствуют средним значениям λ из табл.1.

не приемлемы, т.е. для каждого отдельного заряда зависимости λ от расстояния не наблюдается. Гипотеза о том, что λ_1 и λ_2 являются оценками одного и того же параметра λ /для каждого заряда/, отвергнута быть не может.

АНАЛИЗ ПРОБЕГОВ МЕЖДУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Нами были изучены также функции распределения расстояний между взаимодействиями. Если распределение пробегов до взаимодействия экспоненциальное, то математическое ожидание и функции распределения расстояний между взаимодействиями и пробегов до них одинаковы.

Таблица 3. Сравнение с расчетом по геометрической модели

Z	A	Расчетная λ	Экспериментальная λ	Импульс А·ГэВ/с	Источник данных	Примечания
1	2	23,8	26,9 ± 0,6	4,9	работа ^{/12/}	пучок
2	4	19,6	19,5 ± 0,3	4,5	работа ^{/12/}	пучок
3	6,9	16,4	13,8 ± 0,6	4,1	наст. работа	фрагменты
4	9,0	15,0	14,9 ± 0,6	4,1	наст. работа	фрагменты
5	10,8	14,0	13,7 ± 0,5	4,1	наст. работа	фрагменты
6	12,0	13,5	13,8 ± 0,5	4,1	наст. работа	фрагменты
			13,7 ± 0,3	4,5	работа ^{/12/}	пучок
			13,8 ± 0,5	2,1	работа ^{/13/}	пучок
7	14,0	12,7	12,7 ± 0,4	4,1	наст. работа	фрагменты
			13,1 ± 0,5	2,1	работа ^{/13/}	пучок
8	16,0	12,1	10,8 ± 0,3	4,1	наст. работа	фрагменты
			13,0 ± 0,5	2,1	работа ^{/13/}	пучок
9	19,0	11,3	10,1 ± 0,4	4,1	наст. работа	фрагменты
10	20,2	11,0	10,2 ± 0,4	4,1	наст. работа	фрагменты
			10,6	4,1	наст. работа	пучок

Таблица 4. Анализ зависимости средних свободных пробегов от расстояния

Z	λ_1 (см)	λ_2 (см)	$\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$	P
3	12,7 ± 1,4	14,0 ± 0,6	0,911	0,22
4	13,4 ± 1,7	15,2 ± 0,7	0,884	0,18
5	14,5 ± 1,5	13,5 ± 0,6	1,070	0,73
6	15,8 ± 1,4	13,5 ± 0,5	1,165	0,94
7	12,8 ± 1,2	12,7 ± 0,5	1,004	0,52
8	11,5 ± 0,9	10,7 ± 0,4	1,077	0,80
9	8,4 ± 0,9	10,4 ± 0,4	0,809	0,03
10	8,6 ± 1,0	10,5 ± 0,4	0,821	0,05

Таблица 5

Результаты статистического анализа длин между взаимодействиями

Z	DN_{max}	χ^2_9
3	0,56	3,2
4	0,57	5,1
5	0,90	13,2
6	0,87	7,8
7	1,00	11,7
8	1,15	11,0
9	1,10	7,6
10	1,34	18,2

Нулевая гипотеза состоит в том, что для каждого заряда имеющаяся выборка следует распределению /2/ с эмпирическим средним /1/. Распределение не будет экспоненциальным, если пучок неоднороден, если природа или состав его изменяются с изменением расстояния от места рождения фрагмента.

Для проверки сформулированной гипотезы было использовано два метода^{/15/}. Результаты представлены в табл. 5.

Для несгруппированных данных применен критерий Колмогорова. Набор расстояний X между взаимодействиями упорядочивался так, чтобы X_i было меньше или равно X_{i+1} . Для N значений X находилось максимальное значение величины

$$DN = |F(X_i) - \frac{i}{N}| \sqrt{N}, \quad \text{где } F(X_i) = \int_0^{X_i} \frac{1}{\lambda} e^{-t/\lambda} dt.$$

Распределение DN найдено Колмогоровым. Нулевая гипотеза отвергается на уровне значимости 0,05, если DN_{max} больше 1,36 /для N больше 100/.

Для сгруппированных данных использовался критерий χ^2 . Данные группировались в равномерную гистограмму. Ширина каждого канала исходя из экспоненциального распределения делается такой, чтобы в него попадала одна и та же доля всех событий. Нами использована гистограмма с десятью каналами. Указанный критерий проверяет гипотезу о равномерности распределения событий по интервалам. Существование аномалонов привело бы к тому, что в первый канал гистограммы попало бы больше событий, т.е. меньшие X встречались бы чаще, чем следует ожидать из экспоненциального распределения.

На следах первичных частиц неона-22 никаких эффектов аномальности быть не должно. Анализ части данных, содержащей 3654 взаимодействия, найденных по следу на длине 369,8 м, показал, что $DN_{max} = 1,15$, $\chi^2_9 = 13,0$. Как и следовало ожидать, гипотеза об экспоненциальном распределении расстояний между взаимодействиями первичных частиц не опровергается при нашем анализе.

Как видно из табл.5, для фрагментов с различными зарядами в пределах достигнутой статистики нулевая гипотеза также не опровергается.

Чтобы посмотреть, какие эффекты могли быть обнаружены в нашем эксперименте при таком анализе, если бы все вновь образовавшиеся фрагменты обладали в m раз меньшим по сравнению с нормальным средним свободным пробегом при среднем времени жизни аномального состояния τ , использовался метод квазиреального моделирования^{/16/}. Задавались размеры камеры, скорость фрагментов и другие детали эксперимента, перебирались различные значения m и τ . Оказалось, что если бы время жизни аномалонов τ было больше, чем 5×10^{-12} с, а отношение аномального среднего свободного пробега к нормальному меньше или равно $3/4$, то нулевая гипотеза была бы опровергнута применяемыми критериями. В табл.6 показано, как меняются для смоделированных событий значения DN_{max} и χ^2_9 в зависимости от τ при $m = 3/4$.

Таблица 6

Результаты моделирования		
τ	DN_{max}	χ^2_9
1×10^{-12}	0,88	2,2
6×10^{-12}	1,37	24,3
8×10^{-12}	1,56	32,6
10^{-11}	1,81	32,4

СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ ПРОБЕГОВ ФРАГМЕНТОВ РАЗЛИЧНЫХ ЗАРЯДОВ

Рассмотрим все заряды вместе. Для объединения пробегов фрагментов с различными Z использовалась следующая процедура. Индивидуальные значения средних свободных пробегов для каждого заряда, определенные на данном расстоянии от точки рождения фрагментов $X, \lambda_z(X)$, нормировались на их средние значения $\bar{\lambda}_z$. Нормировка на другие значения λ_z , например, полученные на длине

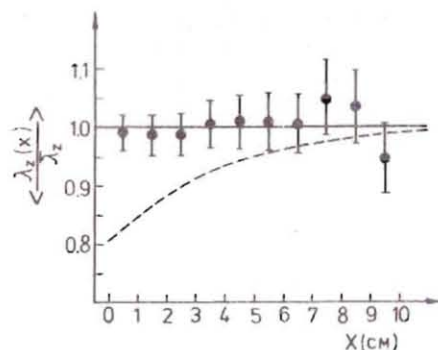


Рис.3. Нормированный средний свободный пробег, усредненный по всем зарядам от 3 до 10, в зависимости от расстояния, пройденного фрагментами.

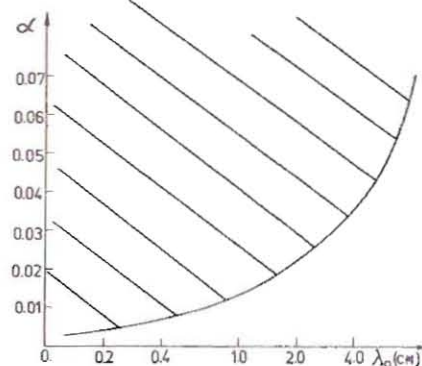


Рис.4. 1%-граница значимости аномальной гипотезы для различных сочетаний среднего пробега аномалонов λ_a и их доли α .

$X > 3$ см, приводит к тем же самым результатам. Полученные отношения усреднялись по всем зарядам от 3 до 10. Результат приведен на рис.3. Экспериментальные точки на этом рисунке, как и должно быть в случае отсутствия аномалонов, хорошо описываются прямой линией: χ^2 для десяти точек равен 2,38.

В других работах, например в^{/1/}, предполагалось существование некоторой примеси - α стабильных аномалонов со средним свободным пробегом λ_a . В этом случае пробеги фрагментов данного заряда описываются функцией плотности распределения

$$f(X) = \frac{\alpha}{\lambda_a} e^{-X/\lambda_a} + \frac{1-\alpha}{\lambda} e^{-X/\lambda}$$

Для значений $\alpha = 0,06$ и $\lambda_a = 2,5$ см в предположении, что параметры аномалонов не зависят от Z , на рис.3 проведена пунктирная кривая. Для нее $\chi^2 = 47,29$, т.е. статистическая вероятность справедливости такой гипотезы пренебрежимо мала.

Для того, чтобы оценить возможный вклад аномалонов, который не мог быть обнаружен нами из-за ограниченности статистики, исследована функция правдоподобия

$$L(\alpha, \lambda_a) = \ln \prod_i \left(\frac{\alpha}{\lambda_a} e^{-X_{z_i}/\lambda_a} + \frac{1-\alpha}{\lambda_z} e^{-X_{z_i}/\lambda_z} \right) \prod_j \left(\alpha e^{-X_{z_j}/\lambda_a} + (1-\alpha) e^{-X_{z_j}/\lambda_z} \right),$$

где X_{z_i} - пробеги до взаимодействия, а X_{z_j} - пробеги непрореагировавших фрагментов заряда Z . Эта функция правдоподобия анализировалась с помощью программы MINUIT^{/17/}. Минимум функции правдоподобия достигается при $\alpha = 0,003 \pm 0,003$ и $\lambda_a =$

$= 0,3 \pm 0,5$ см. На рис. 4 приведена полученная граница области изменения параметров α и λ_a , соответствующая 1% уровню значимости гипотезы о стабильных аномалонах. Заштрихованная область выше кривой запрещена, область ниже кривой - нет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование средних свободных пробегов до неупругого взаимодействия в ядерной фотозмульсии фрагментов ядер неона-22 с зарядами $3 \leq Z \leq 10$ при импульсе 4,1 А ГэВ/с для каждого заряда в отдельности и для всех вместе показало, что никаких статистически значимых изменений в средней длине этого пробега с изменением расстояния от первичного взаимодействия не наблюдается. Распределение пробегов фрагментов данного заряда хорошо описывается простым экспоненциальным распределением.

Таким образом, в нашем эксперименте существование аномалонов не подтверждается.

Авторы выражают благодарность техническому персоналу лабораторий сотрудничества за помощь в проведении эксперимента, рабочим и служащим синхрофазотрона ОИЯИ, обеспечившим успешное облучение фотозмульсионных камер, а также членам фотохимической группы Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, где эти камеры были хорошо обработаны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Friedlander E.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, vol.45, p.1048.
2. Jain P.L., Das G. Phys.Rev.Lett., 1982, vol.48, p.305.
3. Barber M.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, vol.48, p.856.
4. Heinrich W. et al. University of Siegen preprint SI-83-11, SI-83-22, Siegen, 1983.
5. Tinknell M.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, vol.51, p.1948.
6. Stevenson J.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, vol.52, p.515.
7. Symons T.M.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, vol.52, p.982.
8. Holynski R. et al. In: Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf., Late Vol. Paper HE 2.2-30, Bangalore, India, 1983.
9. Банник Б.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т.39, вып.4, с.184.
10. Bradt H.L., Peters B. Phys.Rev., 1950, 77, p.54.
11. Bayman B.F. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, vol.49, p.532.
12. Adamovich M.I. et al. JINR, E1-10838, Dubna, 1977.
13. Heckman H.H. et al. Phys.Rev., 1978, C17, p.1735.
14. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. "Наука", М., 1979, с.740.
15. Идье А. и др. Статистические методы в экспериментальной физике. Атомиздат, М., 1976, с.247.

16. Тихонов А.Н. Вестник АН СССР, 1983, 1, с.14.

17. James F., Roos M. Comp.Phys.Comm., 1975, 10, p.343.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июля 1984 года.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют /в отличие от препринтов/ статус официальных публикаций ОИЯИ.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of this new collection, in contrast to the JINR Preprints, have the status of official publications of the JINR.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.



Банник Б.П. и др.

P1-84-532

Длина свободного пробега в фотоэмульсии
фрагментов неона-22 при импульсе 4,1 А ГэВ/с
и проблема аномалонов

В ядерной фотоэмульсии, облученной ядрами неона-22 при импульсе 4,1 ГэВ/с на нуклон, зарегистрировано 6053 взаимодействия фрагментов с зарядами от 3 до 10. Проведен статистический анализ пробегов этих фрагментов до взаимодействия с ядрами в фотоэмульсии. Никакой зависимости средних свободных пробегов до взаимодействия от расстояния, пройденного фрагментами, не обнаружено. В данном эксперименте не получено указаний на существование аномалонов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой