

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.143

АНОМАЛЬНЫЕ ЯДЕРНЫЕ ФРАГМЕНТЫ*В. А. Карманов*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	525
2. Экспериментальные данные	526
3. Теоретические подходы	534
4. Заключение	535
Цитированная литература	536

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1980 г. эксперимент ⁷, выполненный на ускорителе Bevalac (Беркли, США), неожиданно подтвердил постулаты времени от времени из экспериментов с космическими лучами результаты ¹⁻⁶, интерпретируемые как указания на то, что существуют аномальные ядра с сечениями взаимодействия, почти в 10 раз превышающими геометрические. Данные ¹⁻⁶ об аномальных ядрах из космических лучей не считались достоверными из-за малой статистики. В ускорительном эксперименте ⁷ (см. также подробную публикацию ³³) мишень из эмульсионных пластинок облучалась параллельно поверхности пластинок ядрами кислорода и железа, ускоренными до энергии ~ 2 ГэВ/нуклон. При соударениях происходило расщепление ядер на фрагменты. Измерялась средняя длина свободного пробега (до следующего взаимодействия с ядрами эмульсии) ядерных фрагментов с зарядами $3 \leq Z \leq 26$, летящих в передний конус раствором 0,1 рад. Оказалось, что на первых нескольких сантиметрах после образования фрагменты имеют заметно меньшую длину пробега, чем первичные ядра. На больших расстояниях от точки образования средняя длина пробега фрагментов становится равной длине пробега первичных ядер. Такое необычное поведение длины пробега объясняется, если предположить, что в 6% случаев образуются экзотические объекты (называемые аномалонами *) с аномально большими сечениями взаимодействия (и, соответственно, с малой длиной пробега), быстро выбывающие из вторичного пучка из-за интенсивного взаимодействия с ядрами эмульсии.

Эти результаты вызвали особый интерес (и известный скептицизм). Дело в том, что они относятся к области, в которой не предвиделось каких-либо аномалий, и были получены в сравнительно простых и традиционных экспериментах, напоминая обнаружение клада во вспаханном поле. В последнее время появился еще ряд экспериментальных работ ⁸⁻¹⁵, посвященных проблеме аномалонов, и более 10 различных теоретических моделей ¹⁶⁻²⁵ (см. также обзор ²⁶)**. В настоящей статье мы изложим экспе-

*) Это название появилось благодаря опечатке: anomalons вместо anomalous ²⁶,**) После того, как настоящая статья была закончена, по этой проблеме были опубликованы экспериментальные работы ^{33, 34, 43-45} и теоретические работы ³⁵⁻⁴².

риментальные данные и обсудим существующий на сегодня статус проблемы аномалонов, а также коснемся теоретических подходов к этой проблеме.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Прежде чем изложить экспериментальные данные, поясним, что означает длина пробега $\lambda(L)$, зависящая от расстояния L от звезды, и как она измеряется на расстояниях от звезды, значительно меньших самой длины пробега, и при столь же малых интервалах.

Если λ не зависит от L , то вероятность $w(L)$ пройти частице в эмульсии расстояние L без взаимодействия, экспоненциально затухает:

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

Данные ⁷⁻¹⁰ указывают на то, что для пучка фрагментов простая формула (1) уже не справедлива, а имеется отклонение от экспоненциального закона. Неэкспоненциальную зависимость $w(L)$ удобно описывать, введя зависящую от L длину пробега $\lambda(L)$, связанную с $w(L)$ по формуле:

$$w(L) = \exp\left(-\int_0^L \frac{dL}{\lambda(L)}\right). \quad (2)$$

Отклонению $w(L)$ от экспоненты как раз и отвечает отклонение $\lambda(L)$ от константы. Однако извлечение $\lambda(L)$ из экспериментальных данных обычно осуществляется не путем обработки данных по формуле (2), а с помощью следующей процедуры. Рассмотрим в эмульсионных пластинках интервал ΔL , находящийся на расстоянии L от точки образования фрагмента с зарядом Z в направлении его вылета. Вычислим сумму S_Z длин треков вторичных фрагментов в интервале ΔL . Если фрагмент провзаимодействовал в данном интервале, при вычислении S_Z берется расстояние от начала интервала до точки взаимодействия, если фрагмент прошел интервал без взаимодействия — берется длина интервала ΔL . Если фрагмент провзаимодействовал на расстоянии от точки образования, меньшем L , он не дает вклада в данный интервал. Средняя длина пробега $\lambda(L)$ находится из отношения $\lambda(L) = S_Z/N_Z$, где N_Z — число взаимодействий фрагментов второго поколения с зарядом Z в данном интервале (первым поколением считаются ядра пучка). Пользуясь формулой (2), не трудно проверить, что отношение S_Z/N_Z действительно дает $\lambda(L)$ (при числе образовавшихся фрагментов $N \rightarrow \infty$ и $\Delta L \rightarrow 0$).

Необходимость нахождения $\lambda(L)$ при фиксированном заряде Z вызывается тем, что λ существенно зависит от атомного номера фрагмента A , и эту зависимость следует отделить от зависимости λ от L (строго говоря, следует фиксировать именно атомный номер A , но в экспериментах измеряется только Z). Такой анализ был бы возможен при условии, что число событий при данном Z велико. Полные числа вылетающих вперед ядерных фрагментов со всеми зарядами $3 \leq Z \leq 26$ приведены в табл. I. Отметим, что для получения статистически обоснованных результатов по зависимости λ от L должно быть достаточно велико не только число первичных, но и число вторичных взаимодействий в каждом узком интервале ΔL , который принимался равным от 1 до 2,6 см ⁷⁻¹¹ при средней длине пробега $\lambda \geq 10$ см. Число взаимодействий вторичных фрагментов с данным Z , т. е. при разбиении всех событий на 24 группы с $Z = 3 - 26$ в таком ин-

Таблица I

Литература	Friedlander E. M. et al. ⁷	Jain P. L., Das G. ⁸	Aggarwal M. M. et al. ⁹	Barber H. B. et al. ¹⁰
Число взаимодействий ядер пучка		5000	3500 (2 ГэВ) 2500 (1 ГэВ)	
Число наблюдаемых фрагментов	1460	2100		2072
Число взаимодействий фрагментов		856		557

тервале ΔL при указанной в табл. I статистике составляет в среднем всего несколько штук и только в лучших случаях превосходит 10. Поэтому статистическая обеспеченность работ ⁷⁻¹⁰ не обладает запасом, который позволил бы получить зависимость λ от L для фрагментов с фиксированным зарядом. Вместо этого исследуется приведенная длина пробега Λ , из которой зависимость от Z устраняется по эмпирической формуле:

$$\lambda(Z) = \Lambda Z^{-b}, \tag{3}$$

полученной из анализа длин пробега ядер пучка, $b = 0,44 \pm 0,02$ ⁷, $= 0,42 \pm 0,024$ ^{8, 9}, $= 0,34 \pm 0,03$ ¹⁰. Параметр Λ в (3) для ядер пучка и фрагментов мы будем обозначать Λ_1 и Λ_2 соответственно. Значения Λ_1 для ядер пучка приведены ниже в столбце 3 табл. III. Во избежание недоразумений подчеркнем, что заряд Z в формуле (3) определяет среднюю длину свободного пробега до соударения, вызванного сильным взаимодействием, и поэтому в определенной мере служит характеристикой атомного номера A . Обсуждаемая ниже приведенная длина пробега Λ (в дальнейшем, где это не вызовет недоразумений, слово «приведенная» мы будем опускать), определялась из выражения:

$$\Lambda(L) = \frac{\sum_Z \lambda_Z N_Z Z^b}{\sum_Z N_Z} = \frac{\sum_Z S_Z Z^b}{\sum_Z N_Z}. \tag{4}$$

На рис. 1 показаны данные работ ⁷⁻¹⁰ (данные ⁷⁻⁹ получены на ускорителе Bevalac, данные ¹⁰ — в космических лучах). Штрихованные линии — значения длин пробега Λ_1 первичных ядер. Видно, что длина пробега фрагментов Λ_2 отличается от Λ_1 , причем это отличие имеется в основном при малых L . Значения Λ_2 при $L < 2,5$ см меньше, чем Λ_2 при $L > 2,5$ см на 3,4 стандартных отклонения ⁷. Число взаимодействий фрагментов вблизи точки образования оказывается больше, чем ожидаемое при экспоненциальном законе затухания пучка ⁷⁻¹⁰. Именно эти (взаимосвязанные) эффекты интерпретируются ⁷⁻¹⁰ как проявление образования аномалонов. Длина пробега аномалонов λ_a извлекается из этих данных следующим образом.

Если во вторичном пучке имеется примесь α_a аномалонов, то вероятность какой-либо частице пучка с зарядом Z пройти без взаимодействия расстояние L , дается формулой

$$w(L) = \alpha e^{-L/\lambda} + \alpha_a e^{-L/\lambda_a}, \tag{5}$$

где $\alpha + \alpha_a = 1$. Приравнивая выражения (5) и (2), находим $\lambda(L)$:

$$\lambda(L) = \frac{\alpha \exp(-L/\lambda) + \alpha_a \exp(-L/\lambda_a)}{(\alpha/\lambda) \exp(-L/\lambda) + (\alpha_a/\lambda_a) \exp(-L/\lambda_a)}. \tag{6}$$

Далее вычисляется N_Z (при $\Delta L \rightarrow 0$ N_Z пропорционально знаменателю в формуле (6)) и затем после подстановки N_Z и λ_Z (определяемой формулой (6)) в (4) с учетом формулы (3) и вероятности выхода фрагмента с зарядом Z находится приведенная длина $\Lambda(L)$. Длина пробега аномалонов λ_a считалась независимой от Z *). Сравнение расчетной кривой $\Lambda(L)$ с данными и минимизация χ^2 дает $\alpha_a = 0,06$, $\lambda_a = 2,5$ см^{7, 10}. Соответствующие расчетные кривые, заимствованные из работ^{7, 10}, показаны штрих-пунктирными линиями на рис. 1, а, г. Подчеркнем, что в данной феноменоло-

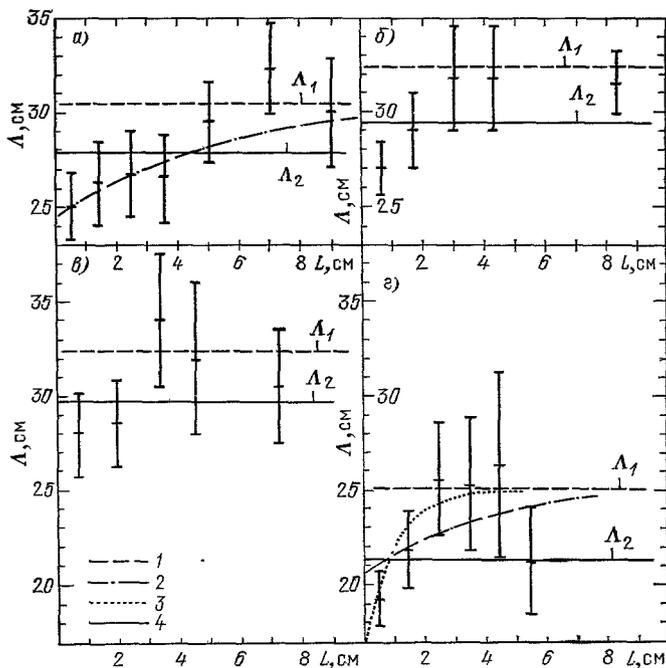


Рис. 1. Приведенная средняя длина свободного пробега ядерных фрагментов в зависимости от расстояния L от точки образования фрагмента.

а) Данные⁷ (не показана точка $\Lambda = 29,5 \pm 2,1$ см при $L = 20$ см); б) данные⁸; в) данные⁹; г) данные¹⁰. 1 — длина пробега ядер пучка; 2 — модель⁷ с 6% -ной примесью стабильных аномалонов с $\lambda_a = 2,5$ см; 3 — модель¹⁰ с распадными аномалонами; 4 — наилучшая по χ^2 подгонка данных в предположении постоянной длины пробега фрагментов.

гической модели не предполагается какого-либо превращения аномалонов в нормальные ядра, т. е. аномалоны считаются стабильными в масштабе их времени пролета через эмульсию ($\sim 10^{-10}$ с). Аномалоны в этой модели выбывают из пучка только за счет их интенсивного взаимодействия с ядрами эмульсии.

Альтернативная модель предложена в работе¹⁰. В ней считается, что все 100% фрагментов имеют сечения, усиленные в 1,54 раза по сравнению с нормальными, но являются нестабильными и превращаются в обычные ядра за время, отвечающее длине пробега 0,85 см ($\sim 3 \cdot 10^{-11}$ с). Результаты подгонки данных¹⁰ в такой модели показаны на рис. 1, г линией из точек. В такой модели эффект должен сопровождаться излучением продуктов распада аномалонов и должен зависеть от энергии за счет релятивистского замедления времени.

*) Анализ данных^{7, 8, 10}, выполненный в работе²⁵, указывает на то, что длина пробега аномалонов λ_a также зависит от Z . При параметризации λ_a в виде (3) в²⁵ найдено, что $b > 0$, причем $b' \equiv db/dZ < 0$. Установить более определенные значения параметров b и b' данные^{7, 8, 10} не позволяют.

Для проверки, не является ли наблюдаемый на рис. 1 эффект результатом методической ошибки, в работах ^{8, 10} было проверено поведение длины пробега Λ_1 ядер пучка в зависимости от расстояния от точки первого детектирования. Данные ^{8, 10} по Λ_1 показаны на рис. 2. В обеих работах на первом сантиметре имеется небольшой выброс в сторону больших значений Λ_1 , которому вряд ли можно придать какое-либо значение.

Для подтверждения существования зависимости λ от L в работе ⁷ (а также в ⁸) был проделан следующий анализ, не зависящий от справедливости формулы (3). Всесообщия ⁷ были разбиты на 30 групп с фиксированными зарядами фрагментов (6 зарядов при пучке ¹⁶O *) и 24 заряда при пучке ⁵⁶Fe). Для каждой группы по описанной выше процедуре была определена пара значений длин пробега λ_1 для $L < 2,5$ см и λ_2 для $L > 2,5$ см и получено 30 значений отношений λ_1/λ_2 . Цель анализа ⁷ состоит в сравнении экспериментального распределения величин λ_1/λ_2 с теоретическим (вычисленным при условии $\lambda = \text{const}$) и в нахождении количественной характеристики возможного отклонения. Теоретическое распределение λ_1/λ_2 вычисляется следующим образом. Считается ^{7, 33}, что величины $2N_1\lambda_1/\lambda$ и $2N_2\lambda_2/\lambda$ распределены так же, как χ^2 с $2N_1$ и $2N_2$ степенями свободы (здесь N_1 и N_2 — числа взаимодействий фрагментов в интервалах $L < 2,5$ см и $L > 2,5$ см, λ_1 и λ_2 — случайные величины). Этим, в частности, обеспечивается равенство средних значений $\bar{\lambda}_1 = \bar{\lambda}_2 = \lambda$. При указанных распределениях λ_1 и λ_2 вероятность $P(x)$ обнаружить величину отношения λ_1/λ_2 , меньшую заданного числа x , дается F -распределением (распределением Фишера — Снедекора):

$$P(x) = \int_0^x v(x) dx = F(x, 2N_1, 2N_2). \quad (7)$$

Явный вид распределения (7) см. например, в ^{27, 33}. Далее вместо x вводится новая переменная P ($0 \leq P \leq 1$), в которой теоретическое распределение плотности вероятности $v(x)$ в (7) превращается в константу. Очевидно, что связь между этой новой переменной P и старой x как раз и дается формулой (7). Затем в переменной P строится плотность вероятности экспериментального распределения отношений λ_1/λ_2 и сравнивается положение центров тяжести теоретического распределения (его центр тяжести находится при $\bar{P} = 1/2$) и экспериментального.

В работе ⁷ интервал $0 \leq P \leq 1$ разбивался на 5 частей по 0,2, и для каждого отношения λ_1/λ_2 по формуле (7) находилось значение P . Таким образом определялось число отношений λ_1/λ_2 , попадающих в каждый интервал ΔP . Это распределение $\Delta N/\Delta P$ как функция P показано на рис. 3, а. Видно, что распределение сильно отличается от постоянного $dN/dP = \text{const}$, показанного пунктирной линией, а сосредоточено в основном при

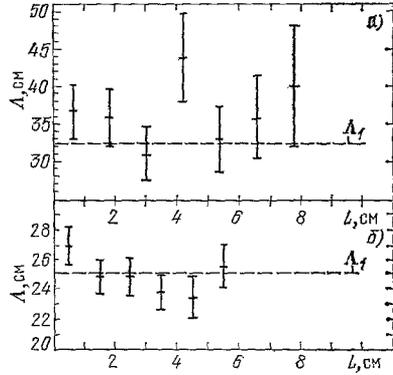


Рис. 2. Приведенная средняя длина свободного пробега ядер пучка как функция расстояния L от точки первого детектирования.

а) Данные ⁸ (пучок ⁵⁶Fe); б) данные ¹⁰ (космические лучи).

*) Приводимое в ⁷ число 5 зарядов при пучке ¹⁶O является, вероятно, опечаткой, поскольку противоречит гистограмме рис. 2 из ⁷ и полному числу групп, равному 30.

малых P , что согласно (7) отвечает малым x , т. е. $\lambda_1 < \lambda_2$. Точка с ошибками на рис. 3, а есть значение $\bar{P} = 0,323 \pm 0,053$, полученное усреднением P по экспериментальному распределению $\Delta N/\Delta P$ и отличается от значения $\bar{P} = 1/2$, ожидаемого для однородного распределения, на 3,4 стандартных отклонения, что соответствует вероятности статистического выброса, равной $3 \cdot 10^{-4}$. Этот результат независимо от справедливости формулы (3)

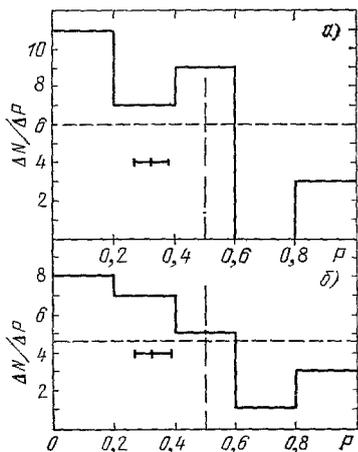


Рис. 3. Распределение отношений λ_1 ($L < 2,5$ см)/ λ_2 ($L > 2,5$ см) по значениям переменной P (формула (7)).

а) Данные ⁷ (точка с ошибками есть $\bar{P} = 0,323 \pm 0,053$); б) данные ⁸, $\bar{P} = 0,33 \pm 0,06$. Штриховая линия — ожидаемое распределение при $\lambda(L) = \text{const}$. Штрихуаунктиром показано ожидаемое значение \bar{P} , равное 0,5.

твовало 179 фрагментов из 1778, имеющих потенциальный путь больше 1 см. Расчет по Монте-Карло ¹⁰ дал значительно меньшее количество 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 ¹⁰ дали число взаимодействий, близкое к наблюдаемому.

Характеристики первичных (родительских) и вторичных (как нормальных, так и аномальных) взаимодействий в целом близки друг к другу ⁸. Наблюдаются также следующие свойства этих взаимодействий ⁸:

1) Изучались длины пробега фрагментов, образованных в первичных взаимодействиях двух типов. а) В столкновениях с легкими элементами эмульсий (C, N, O). Такие взаимодействия сопровождаются числом N_h

*) Распределение длин λ , выражающееся через распределение χ^2 с $2N$ степенями свободы, определяется серий экспериментов с данным фиксированным числом N взаимодействий ядер. Числа ядер пучка случайны и могут быть различны в разных экспериментах этой серии. Именно в таких условиях определяются длины пробега ядер первичного пучка. Условия экспериментов ⁷⁻¹⁰ кажутся более близкими к противоположной ситуации, когда фиксировано число образовавшихся фрагментов, составляющих вторичный пучок (так как это число определяет теперь статистическую обеспеченность данных ⁷⁻¹⁰; см. табл. I), а случайны (т. е. не фиксированы в данной серии) числа взаимодействий фрагментов. Серия таких экспериментов приводит к иному распределению длин λ , что может повлиять на результаты статистического анализа данных ⁷⁻¹⁰, особенно при дроблении всей статистики на небольшие группы событий с фиксированными зарядами ⁴².

подтверждает, что длина пробега фрагментов на первых нескольких сантиметрах после точки образования действительно короче, чем на больших расстояниях. Результаты анализа ⁸, основанного [на 24 отношениях λ_1/λ_2 , показаны на рис. 3, б и приводят к значению $\bar{P} = 0,33 \pm 0,06$ отличающемуся от 1/2 на 2,8 стандартных отклонения, что соответствует уровню достоверности, лучшему, чем 99%. Аналогичный анализ показывает, что длина пробега фрагментов третьего и более старших поколений еще на 15% короче ⁷. Подчеркнем, что этот анализ существенно опирается на указанные выше распределения длин λ_1 и λ_2 . При малой статистике возможны заметные отклонения от этих распределений ⁴² *).

Еще одна оценка уровня достоверности была получена в работе ¹⁰. С помощью выполненного на ЭВМ методом Монте-Карло моделирования процесса в предположении, что $\Lambda_2 = \Lambda_1$, вычислялось число взаимодействий фрагментов в первом интервале длиной 1 см. В эксперименте ¹⁰ в этом интервале провзаимодей-

нерелятивистских треков ($\beta < 0,7$), меньшим или равным 7. б) В столкновениях с тяжелыми элементами (Ag, Br), т. е. с $N_h > 7$. Оказывается, что большая часть аномальных фрагментов образуется в событиях с $N_h \leq 7$, т. е. на легких ядрах мишени. У фрагментов, образовавшихся в событиях с $N_h \leq 7$, пробег λ_1 при $L < 2,5$ см на 2,5 стандартных отклонения короче, чем λ_2 ($L > 2,5$ см), а при $N_h > 7$ пробеги λ_1 ($L < 2,5$ см) и λ_2 ($L > 2,5$ см) приблизительно равны.

2) Распределения множественности во вторичных взаимодействиях при $L < 2,5$ см и $L > 2,5$ см весьма близки, но пик распределения при $L < 2,5$ см сдвинут в область несколько меньшей множественности.

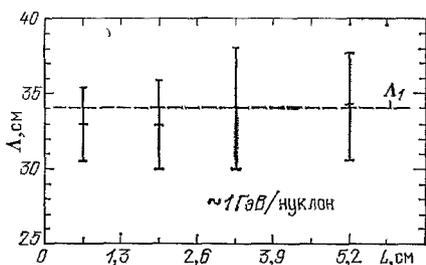


Рис. 4. Приведенная длина пробега фрагментов при энергии пучка 1 ГэВ/нуклон⁹.

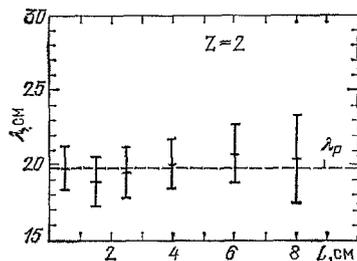


Рис. 5. Длина пробега фрагментов¹¹ с $Z = 2$.

Штриховая линия — длина пробега ядер ⁴He.

3) Распределение зарядов фрагментов, образованных на легких элементах ($N_h \leq 7$), имеет небольшое усиление в области малых зарядов для событий с $L < 2,5$ см по сравнению с событиями при $L > 2,5$ см.

4) Доля «белых звезд» (т. е. событий с $N_h = 0$) во вторичных взаимодействиях приблизительно на 3,5% больше для фрагментов, образованных в соударениях ядер пучка с легкими элементами ($N_h \leq 7$), чем для фрагментов, рожденных в соударениях с тяжелыми элементами ($N_h > 7$).

5) Распределение множественности во всех «белых звездах» при $L < 2,5$ см имеет пик при меньшей множественности, чем при $L > 2,5$ см.

Имеется указание на пороговый характер эффекта⁹: при энергии пучка 1 ГэВ/нуклон длина пробега фрагментов не зависит от L и в пределах ошибок совпадает с длиной пробега ядер пучка (рис. 4). Следует отметить, что в работе¹⁰ спектр космических лучей начинался с $400 \text{ МэВ} \times (\text{нуклон})^{-1}$, но уменьшение длин пробега фрагментов при $L < 2,5$ см наблюдается.

Получен отрицательный результат¹¹ для фрагментов с $Z = 2$: длина пробега фрагментов с $Z = 2$ оказалась равной длине пробега ядер гелия и не имеет какой-либо тенденции к уменьшению при малых L (рис. 5). Работа выполнена в Беркли на пучках ⁵⁶Fe и ⁴⁰Ar с энергией 2 ГэВ/нуклон при статистике 3393 первичных взаимодействий, давших треки с $Z = 2$ в конус 0,1 рад. Это число событий в 1,5—2 раза превосходит статистику каждой из работ⁷⁻¹⁰. По утверждению авторов работы¹¹ полученный ими результат противоречит данным работы²⁸.

До сих пор обсуждались данные, полученные при фрагментации ядер в ядерной фотоэмульсии. Недавно были опубликованы результаты выполненного в Дубне эксперимента¹⁴, в котором в пропановой пузырьковой камере изучались сечения взаимодействия фрагментов с $Z = 2 - 6$, образующихся при соударении ядер углерода с импульсом 4,2 (ГэВ/с)/нуклон с пропаном (C_3H_8). По сравнению с предварительными результата-

ми ^{12, 13} данные ¹⁴ получены на увеличенной статистике. Определялись сечения взаимодействия для каждой группы фрагментов с данным зарядом. Из-за методических трудностей, связанных с наложением друг на друга вблизи первичной звезды следов и звезд от разных фрагментов, образованных в одном и том же первичном взаимодействии, для идентификации фрагментов и определения их сечений взаимодействия приходилось отступать от первичной звезды на 10 см. Сечения определялись по пробегам в интервале $10 \leq L \leq 30$ см. Результаты работы ¹² (для $Z = 2 - 4$) и работы ¹⁴ ($Z = 5$ и 6) представлены в табл. II и на рис. 6. Штриховая линия

Таблица II

Заряд Z фрагментов	2	3	4	5	6
Число наблюдаемых фрагментов	2892	645	517	1771	1272
Сечение взаимодействия фрагментов, бн	2,06 $\pm 0,08$	3,39 $\pm 0,25$	3,90 $\pm 0,32$	4,65 $\pm 0,20$	5,30 $\pm 0,27$
Сечение взаимодействия ядер пучка с $A=2Z$, бн	2,260 $\pm 0,050$				4,780 $\pm 0,060$

на рис. 6 проведена через известные экспериментальные точки для ядер пучка. Атомные числа фрагментов с $3 \leq Z \leq 5$ брались равными удвоенному заряду. Для фрагментов с $Z = 2$ экспериментальная точка поставлена между атомными числами $3 < A < 4$, а для фрагментов с $Z = 6$ — между $11 < A < 12$. Поперечными линиями

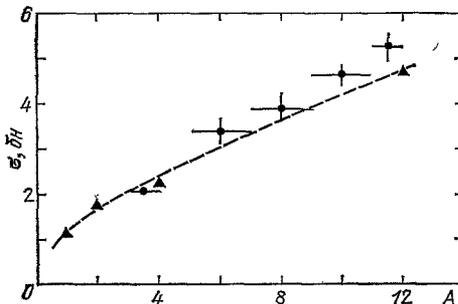


Рис. 6. Сечения взаимодействия фрагментов ядра углерода ^{12, 14} в зависимости от их атомного веса A (кружки).

Треугольниками и штриховой линией показаны сечения взаимодействия ядер пучка

показан вероятный интервал изменения атомных чисел. Из данных ¹⁴ следует, что сечения взаимодействия фрагментов углерода с зарядами $Z = 5$ и 6 на 10% больше ожидаемой величины. При $Z = 2$, как и в работе ¹¹, эффект отсутствует.

В работе ¹⁴ изучались также характеристики γ -квантов, сопровождающих образование фрагментов с зарядами $Z=5$ и 6 . Излучение γ -квантов ожидается при переходе аномальных фрагментов в обычные ядра. Было обнаружено превышение над фоном от распада π^0 -мезонов γ -квантов с энергией $E_\gamma < 70$ МэВ в антилабораторной системе. Однако анализ имеющегося

экспериментального материала по γ -квантам в событиях, где не образуются многозарядные фрагменты, показал, что в той же кинематической области имеется заметный вклад γ -квантов, возникающих в результате адронного тормозного излучения. Данные ¹⁴ не позволяют отделить излучение, ожидаемое от аномалонов, от тормозного излучения.

Попытка обнаружить γ -излучение от аномалонов была предпринята также в работе ¹⁵. Энергия пучка ⁵⁶Fe равнялась 940 МэВ/нуклон (в работе ¹⁵ ставится под сомнение обоснованность результата ⁹ об отсутствии

эффекта при 1 ГэВ/пуклон). Фрагменты образовывались в стальной мишени, в которой провзаимодействовало $\sim 1,63 \cdot 10^8$ частиц пучка. Окно коллиматора было сдвинуто за мишень и направлено на вторичный пучок. Поэтому установка могла регистрировать только γ -кванты от аномалонов, излучающих налету за мишенью на расстоянии от мишени от 1,4 до 2,4 см, но исключалась регистрация тормозного γ -излучения из мишени. Результат опыта отрицательный: ожидаемое γ -излучение не было обнаружено. Модель с распадающимися аномалонами¹⁰ исключается на 95%-ном уровне достоверности, если энергия γ -кванта находится в интервале $70 < E_\gamma < 2000$ МэВ, а время жизни аномалона — $7 \cdot 10^{-12} < \tau < 3 \cdot 10^{-9}$ с, что отвечает пролету $0,3 < L < 200$ см. В модели⁷ с 6%-ной примесью аномалонов их электромагнитный распад исключается, если $140 < E_\gamma < 2000$ МэВ, $2 \cdot 10^{-11} < \tau < 1,8 \cdot 10^{-10}$ с ($0,9 < L < 9$ см).

Отметим, что нормальные возбужденные состояния ядер высвечиваются за время, меньшее $\sim 10^{-12} - 10^{-15}$ с. По этой причине нельзя объяснить уменьшение длин пробега фрагментов за счет возбуждения нормальных состояний и, соответственно, увеличения их радиуса.

В настоящее время продолжают работы по изучению свойств ядерных фрагментов и планируются новые эксперименты²⁶. В связи с этим можно заметить, что несмотря на приводимые в работах⁷⁻¹⁰ и изложенные выше аргументы в пользу зависимости длины пробега фрагментов от расстояния от звезды, данные⁷⁻¹⁰ еще не дают полной уверенности, что такая зависимость действительно имеется. Как уже отмечалось, анализ, представленный на рис. 3, зависит от распределения вероятности $P(x)$, которое может отличаться от (7). К этому можно добавить, что предположение о независимости Λ_2 от L согласуется по критерию χ^2 с данными⁷⁻¹⁰ не хуже, чем модель с примесью аномалонов. Напомним, что ожидаемое значение χ^2 в случае N степеней свободы есть $\chi^2 = N \pm \sqrt{2N}$. Штрих-пунктирные кривые на рис. 1, *a, g* описывают данные^{7, 10} с $\chi^2 = 2,4$ и $\chi^2 = 4,4$ на 8 и 6 точек соответственно. Результаты выполненной нами подгонки данных⁷⁻¹⁰ в рамках гипотезы $\Lambda_2 = \text{const}$ показаны на рис. 1 сплошными линиями. Значения Λ_2 и соответствующие χ^2 приведены в столбцах 6 и 7 табл. III.

Таблица III

Литература	1	2	3	4	5	6	7	8
	Число точек	b	Λ_1 , см	$\chi^2(\Lambda_1)$	$P(\chi^2(\Lambda_1))$	Λ_2 , см	$\chi^2(\Lambda_2)$	$\frac{\Lambda_1 - \Lambda_2}{\Lambda_1}$
Friedlander E. M. et al. ⁷	8	$0,44 \pm 0,02$	$30,4 \pm 1,6$	18,6	0,015	27,9	8,5	8%
Jain P. L., Das G. ⁸	5	$0,42 \pm 0,024$	$32,4 \pm 1,7$	18,1	0,002	29,4	6	9%
Aggarwal M. M. et al. ⁹	5	$0,42 \pm 0,024$	$32,4 \pm 1,7$	7,8	0,2	29,7	2,8	8%
Barber H. B. et al. ¹⁰	6	$0,34 \pm 0,03$	$25,4 \pm 1,7$	26,0	0,0002	21,3	6,5	16%

Видно, что гипотеза $\Lambda_2 = \text{const}$ дает оптимальные значения $\chi^2(\Lambda_2)$ и, следовательно, так же, как и модель аномалонов, хорошо согласуется с экспериментальными данными. С этой точки зрения меньшая величина Λ_2 при $L < 1$ см на рис. 1, *a, b* и *g*, отличающаяся от $\Lambda_2 = \text{const}$ больше, чем на одно стандартное отклонение, является статистическим выбросом. Вероятность такого выброса в каждом отдельном случае не мала, что следует из приведенных в столбце 7 табл. III значений $\chi^2(\Lambda_2)$. Однако тот факт, что в трех работах^{7, 8, 10} из четырех⁷⁻¹⁰ имеется выброс именно в сторону

меньших значений Λ_2 , служит серьезным возражением против такой интерпретации. С другой стороны, такому возражению можно противопоставить данные по длинам пробега Λ_1 первичных ядер^{8, 10}, показанные на рис. 2. В обоих случаях при $L < 1$ см имеется статистический выброс в сторону бóльших значений Λ_1 . Отметим, что эти данные согласуются с гипотезой $\Lambda_1 = \text{const}$ с $\chi^2 = 7,4$ на 7 точек и $\chi^2 = 5,1$ на 6 точек соответственно, т. е. на том же уровне, что и данные⁷⁻¹⁰ по Λ_2 согласуются с гипотезой $\Lambda_2 = \text{const}$.

При разбиении данных⁷⁻¹⁰ по пробегам фрагментов на 2 группы с $L \leq 4$ см и подгонке каждой группы с помощью гипотезы $\Lambda_2 = \text{const}$ получаются разные при $L \leq 4$ см значения Λ_2 , но с перекрывающимися в случае работ^{9, 10} ошибками.

В столбце 4 табл. III приведены величины χ^2 (Λ_1) для длин пробега первичных ядер, вычисленные по экспериментальным значениям длин пробега фрагментов. Соответствующие вероятности статистического выброса приведены в столбце 5 табл. III. Видно, что имеется статистически обоснованное отличие длин пробега фрагментов от длин пробега первичных ядер. Это отличие, как видно из столбца 8 табл. III, составляет $\sim 10\%$. Для окончательного решения вопроса о зависимости Λ_2 от L требуется увеличение статистики и полное исключение возможности методических ошибок.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ

Теоретические модели, предложенные для объяснения аномально больших сечений взаимодействия ядерных фрагментов, весьма разнообразны и довольно спекулятивны. Поэтому мы ограничимся их перечислением и краткими пояснениями. Приводимый ниже список моделей не является исчерпывающим.

В работах¹⁶⁻²⁰ увеличение сечений объясняется возбуждением цветовых степеней свободы. Считается, что цветные кварки очень сильно взаимодействуют друг с другом. Компенсация цвета в нуклонах, являющихся бесцветными объектами, приводит к ослаблению этого взаимодействия, а ядерные силы подобны силам Ван-дер-Ваальса между нейтральными атомами. При соударениях ядер происходит перестройка их структуры, образование многокварковых состояний со скрытым и даже явным цветом, вокруг таких объектов имеются значительные флуктуации цветного глюонного поля, что и приводит к большим сечениям взаимодействия. Большое время жизни связывается с необходимостью сильной перестройки структуры состояния для его превращения в обычное ядро.

В работе¹⁶ обсуждаются такие сильно возбужденные 6-кварковые состояния со скрытым цветом с массой, приблизительно на 1 ГэВ больше суммы масс двух нуклонов. В¹⁷ также рассмотрено 6-кварковое состояние с $J^P = 0^-$, называемое авторами демоническим дейтоном, устроенное из трех пар кварков и имеющее массу меньше порога πNN . Считается¹⁷, что демонический дейтон содержится внутри ядерных фрагментов. В¹⁸ в модели мешков аномалоны связываются с горячей кварковой материей. В работе¹⁹ предполагается, что аномалоны есть цветные ядра. Они рождаются парами и тяжелее обычных ядер, чем объясняется порог при 1 ГэВ/нуклон⁹. В²⁰ выдвигается гипотеза, что аномалоны имеют дробный электрический заряд*). Считается²⁰, что порог образования дробных зарядов в ядро-ядерных соударениях меньше, чем в pp - или e^+e^- -соударениях.

*) Эта гипотеза не подтверждается экспериментами^{34, 44}. Согласно³⁴ доля дробно заряженных аномалонов с $\Delta e = 0,3e$ на первых 2-х см² после образования не превышает $3 \cdot 10^{-3}$ (на 95%-ном уровне достоверности).

В 21 рассмотрено нестатическое, но метастабильное состояние ядерной материи ($\sigma - \tau$ фаза), которое генерирует когерентное пионное поле с большой эффективной комптоновской длиной волны.

В работах $^{22, 23}$ аномально большие сечения взаимодействия фрагментов являются следствием увеличения их геометрических размеров. В 22 обращается внимание на то, что ядра с $Z = 3-5$, входящие в состав фрагментов, действительно имеют радиус R и соответственно параметр r_0 несколько большие, чем те, которые следуют из формулы $R = r_0 A^{1/3}$ при ее экстраполяции из области больших A , отвечающих ядрам пучка. Это приводит к 10—20%-ному уменьшению пробега фрагментов и ее независимости от L , что не противоречит экспериментальным данным. При $Z = 6-10$ уменьшение длин пробега фрагментов в работе 10 не наблюдается, а при $Z \geq 12$ наблюдаемое уменьшение длин пробега может быть объяснено, согласно 22 , образованием ядерных квазимолекул (сильно деформированных кластерных состояний с малым угловым моментом). Радиус ядерной квазимолекулы ^{32}S вдвое больше радиуса ядра ^{16}O . Гипотеза 22 критикуется в работе 40 . Ответ на критику см. в 41 .

В работе 23 показано, что в ядро-ядерных соударениях возможно образование ядерных изомеров малой плотности и аномально большого размера с радиусом, приблизительно в 3 раза превышающим радиус обычных ядер. Энергия возбуждения таких состояний $\sim 5-6$ МэВ/нуклон. Нет изомеров с малыми Z (например, с $Z = 2$, в соответствии с данными $^{11, 14}$), а также с $A > 60$. Изомеры с $Z \geq 10$ способны делиться, и этот процесс можно наблюдать в эмульсиях. Должно происходить накопление изомеров и дальнейшее уменьшение длины пробега фрагментов в третьем и последующих поколениях, наблюдаемое в эксперименте 7 . Ядерные изомеры малой плотности рассматриваются также в 38 .

В работе 24 рассматриваются ядра, имеющие необычную форму. Сечения взаимодействия ядер, принявших форму «блина или пончика» 24 , уже при нормальной ядерной плотности в несколько раз больше сечений взаимодействия сферических ядер. Возможно уменьшение плотности таких ядер, что приводит к еще большим сечениям взаимодействия.

Подчеркнем, что теоретические модели (кроме 22) направлены на то, чтобы объяснить факт существования ядерных фрагментов с десятикратно усиленными сечениями. Однако пока отсутствует абсолютная уверенность в зависимости длины пробега фрагментов от расстояния до точки образования, нельзя считать исключенным объяснение экспериментальных данных 10% увеличением сечений большей части фрагментов. Такое увеличение сечений приводит к длине пробега, близкой к изображенной сплошной линией на рис. 1. Однако и 10%-ный эффект представляет большую величину для традиционной ядерной физики. Для получения 10%-ного эффекта достаточно, чтобы атомный номер фрагментов был приблизительно на 20% больше, чем $2Z$. Изотопы с таким и еще большим нейтронным избытком существуют $^{29-31}$, но вероятности их выхода при 2,1 ГэВ/нуклон 32 и при меньшей энергии 31 не велики и, по-видимому, не достаточны для объяснения величины эффекта.

Эксперимент, критичный к выбору модели, состоит в надежной проверке существования или отсутствия зависимости λ от L .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные, приведенные в разд. 2, свидетельствуют о том, что средние длины пробега ядерных фрагментов, за исключением фрагментов с некоторыми зарядами, меньше длин пробега ядер пучка. Данные указывают также на зависимость длины пробега фрагментов от

расстояния L от точки образования фрагментов. Однако уменьшение длины пробега фрагментов установлено надежнее, чем ее зависимость от L . Ограниченная статистика не дает твердой уверенности в существовании этой зависимости, тогда как для теоретической интерпретации данных крайне существенно, зависит ли длина пробега от L или не зависит. Поэтому и вопрос о том, существуют аномалоны или нет, пока нельзя считать окончательно решенным. Обнаружение аномалонов, если они действительно существуют, открыло бы в ядерной физике новые горизонты, неясные очертания которых, может быть, уже проступают. Все возрастающая активность экспериментальных исследований позволяет надеяться на то, что вопрос станет окончательно ясным в течение ближайших нескольких лет.

Автор благодарен Ю. А. Мурину, приславшему данные³², Л. Б. Окуню за полезные критические замечания и И. С. Шапиро за обсуждения.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР³

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Milone A.—Nuovo Cimento Suppl., 1954, v. 12, p. 353.
2. Tokunaga S., Ishii T., Nishikawa K.—Nuovo Cimento, 1957, v. 5, p. 517.
3. Yagoda H.—Ibid., 1957, v. 6, p. 559.
4. Friedlander E. M., Spirchez M.—Nucl. Sci. Abstr., 1961, v. 15, p. 3457.
5. Judek B.—Can. J. Phys., 1968, v. 46, p. 343; 1972, v. 50, p. 2082. Proc. of the Fourteenth Intern. Conference on Cosmic Rays. Munich, 1975.—Garching, W.—Germany, Max-Planck-Inst. fur Extraterrestrische Phys., 1975.;
6. Cleghorn T. F., Freier P. S., Waddington C. J.—Can. J. Phys. Suppl., 1968, v. 46, p. 572.
7. Friedlander E. M. et al.—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1084.
8. Jain P. L., Das G.—Ibid., 1982, v. 48, p. 305.
9. Aggarwal M. M., Bhalla K. B., Das G., Jain P. L.—Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 112, p. 31.
10. Barber H. B., Freier P. S., Waddington C. J.—Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 856.
11. Jain P. L., Aggarwal M. M., Das G., Bhalla K. B.—Phys. Rev. Ser. C, 1982, v. 25, p. 3216.
12. Агакишиев Г. Н. и др. Сечения взаимодействий вторичных многозарядных фрагментов релятивистского ядра углерода с пропаном: Препринт ОИЯИ Р1-81-79.—Дубна, 1981.
13. Akhavan N. et al. Peripheral and central nucleus-nucleus collisions at 4.2 GeV/c per nucleon: Preprint JINR E1-82-510.—Дубна, 1982.
14. Агакишиев Г. Н. и др. Характеристики γ -квантов, сопровождающих образование многозарядных фрагментов ядра углерода при импульсе 4,2 Гэв/с на нуклон: Препринт ОИЯИ Р1-82-795.—Дубна, 1982.
15. Liss T. M. et al.—Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 775.
16. Romo W. J., Watson P. J. S.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 88, p. 354.
17. Frederikson S., Jandel M.—Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 14.
18. Stocker H. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 95, p. 192.
19. Saly R., Sundaresan M. K., Watson P. J. C.—Ibid., 1982, v. 115, p. 239.
20. Chapline G. F.—Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 911.
21. Palumbo F. Anomalous Nuclei and a Nonstatic Metastable σ - τ Phase: Preprint LNF-81/67(R).—Frascati, Roma, 1981.
22. Бауман В. Ф., Ellis P. J., Tang Y. C.—Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 532.
23. Ходель В. А.—Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 265.
24. Yamaguchi Y.—Prog. Theor. Phys., 1982, v. 67, p. 1840.
25. Mac Gregor M. H.—Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1315.
26. New Evidence for a Anomalously Large Nuclear Fragments.—Phys. Today, 1982, v. 35, No. 4, p. 17.
27. Чистяков В. П. Курс теории вероятностей.—М.: Наука, 1982.—С. 240. Уилкс С. Математическая статистика.—М.: Наука, 1967.—С. 200.
28. Friedlander E. M. et al.—In: Lawrence Berkely Lab. Report No. LBL-12652.—1981.—P. 416.

29. Westfall G. D. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1859.
30. Murphy M. J., Symons T. J. M., Westfall G. D.— Ibid., 1982, v. 49, p. 455.
31. Viiyogi Y. P. et al.— Ibid., 1979, v. 42, p. 33.
32. Lindstrom P. J. et al. Isotope Production Cross Sections from Fragmentation of ^{16}O and ^{12}C at Relativistic Energies: Report LBL-3650.— Berkeley, 1975.
33. Friedlander E. M. et al.— Phys. Rev. Ser. C, 1983, v. 27, p. 1489.
34. Price P. B. et al.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 566.
35. Watson P. J. S. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1983, v. 27, p. 1468.
36. Watson P. J. S. — Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 126, p. 289.
37. McHarris Wm. C., Rasmussen J. O.— Ibid., v. 120, p. 49.
38. Schulz H., Röpke G., Schmidt M.— Zs. Phys. Ser. A, 1983, Bd. 310, S. 139.
39. Boguta J.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 148.
40. Karant Y. J., Mac Gregor M. H.— Ibid, p. 215.
41. Bayman B. F., Ellis P. J., Tang Y. C.— Ibid., p. 216.
42. Pshenin E. S., Voinov V. G.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 128, p. 133.—
43. Gustaffson H. A. et al.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 363.
44. Tarle G. et al.— In: 18th International Cosmic Ray Conference. Papers.— 1983. V. 5, p. 81.
45. Ghosh D. et al.— Ibid.— P. 115.