

ПОИСК ДВАЖДЫ ЗАРЯЖЕННЫХ АНОМАЛОНОВ В $p^3\text{He}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ ЯДЕР ^3He 5 ГэВ/с

*С.К.Абдуллин, А.В.Блинов, И.А.Ванюшин,
А.Н.Гоголев, В.Е.Гречко, В.А.Ергаков,
С.М.Зомбковский, Ю.В.Королев, Я.М.Селектор,
В.В.Соловьев, И.В.Чувило, В.Н.Шуляченко*

Экспериментальные данные получены с помощью жидководородной пузырьковой камеры ИТЭФ размером 80 см, экспонированной в сепарированном пучке ядер ^3He с импульсом 5 ГэВ/с. В пределах нашей статистики не получено указаний на существование дважды заряженных аномалон в $p^3\text{He}$ -взаимодействиях при кинетической энергии протонов $T_{pin} \approx 1$ ГэВ. Показано, как одна из весьма вероятных методических ошибок может приводить к имитации аномально малых средних длин свободного пробега.

1. В начале 80-х годов в ряде экспериментов появились указания на существование аномалон — компоненты ядерных фрагментов с аномально малой длиной свободного пробега (иными словами, гипотетических частиц с аномально большим сечением взаимодействия). Количество работ по этой проблематике достаточно велико¹. В большинстве работ, где наблюдается образование аномалон с зарядом $1 < z < 26$, экспериментальные данные были получены из анализа соударений тяжелых ионов в ядерных эмульсиях². Недавно в работах^{3,4} на основании большой статистики утверждается существование эффекта образования ядерных фрагментов с $z = 2$ с аномально малой средней длиной свободного пробега (mfp) в $p^4\text{He}$ -взаимодействиях при импульсах налетающего ядра 8,6 и 13,5 ГэВ/с и в $p^3\text{He}$ -взаимодействиях при импульсе ядра 13,5 ГэВ/с. В этих экспериментах обрабатывалась информация, полученная на однометровой жидководородной пузырьковой камере ОИЯИ. Интерес к подобным экспериментам усиливается попытками интерпретации аномалон как частиц с открытым^{5,6} цветом, что ставит под сомнение гипотезу конфайнмента.

2. В настоящей работе используется информация, полученная с помощью 80-см жидководородной пузырьковой камеры ИТЭФ, экспонированной в сепарированном пучке ядер ^3He с импульсом 5 ГэВ/с. Методика эксперимента достаточно подробно описана в наших предыдущих работах (см., например,⁷).

Было отобрано 8258 событий двухлучевых $p^3\text{He}$ -взаимодействий со вторичными ядрами ^3He (подчеркнем, что такие события отбирались в полном объеме камеры по двум проекциям с эффективностью просмотра свыше 95%). Измерялась длина трека, соответствующего вторичному ядру, от первичной звезды до вторичного взаимодействия, либо до выхода ядра

из камеры. Всего наблюдалось 1096 событий со вторичной звездой и 7162 события с ядром гелия, вылетающим из камеры. Вычислялась зависимость величины

$$\lambda(x) = \bar{S}/n \quad (1)$$

от расстояния x между вершинами первичного и вторичного взаимодействий, а S в формуле (1):

$$S = (N - n)D + \sum_{i=1}^n x_i, \quad (2)$$

где N — полное число треков вторичных ядер, прошедших данный интервал D или провазимодействовавших в нем (первоначально интервал D полагался равным 2 см, затем проводилось объединение статистики в интервалах для сглаживания экспериментальной гистограммы), n — число вторичных взаимодействий, попавших в данный интервал D , x_i — длина отрезка трека от левого края интервала до вторичного взаимодействия.

Полное сечение $p^3\text{He}$ -взаимодействий при импульсе налетающих ядер 5 ГэВ/с σ_{tot} составило 125,2 мб⁷, плотность водорода в камере ρ была равна 0,0612 г/см³. Используя число Авогадро N_A *mfp* первичных ядер ^3He λ_f в соответствии с формулой $\lambda_f = 1/N_A \rho \sigma_{tot}$ оказалась равной 219 см.

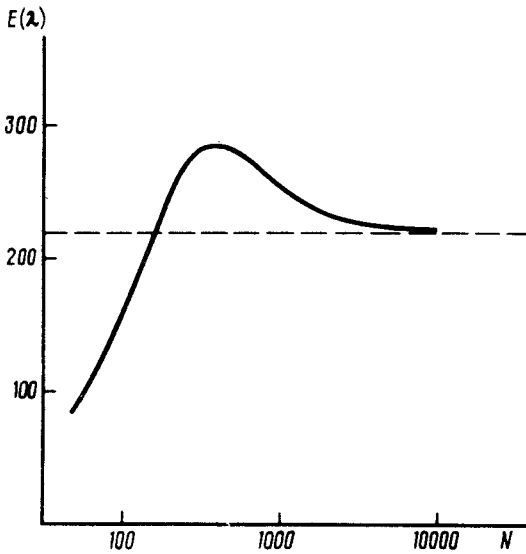


Рис. 1. Зависимость математического ожидания $E(\lambda)$ от числа вторичных треков. Штриховая прямая отвечает средней длине свободного пробега $\lambda_f = 219$ см

3. В работе⁸ обсуждался вопрос статистической достоверности оценки *mfp* λ_f случайной величиной λ .

В этой работе показано, что величина S для вторичных ядер не подчиняется χ^2 -распределению, а математическое ожидание

$$E(\lambda) = \lambda_f - D/[1 - \exp(-D/\lambda_f)] + ND \langle 1/n \rangle, \quad (3)$$

$$\langle 1/n \rangle = \sum_{n=1}^N \frac{1}{n} [1 - \exp(-ND/\lambda_f)]^{-1} \left(\frac{N}{n}\right) [1 - \exp(-D/\lambda_f)]^n \exp(-(N-n)D/\lambda_f), \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

На рис. 1 приведена функция (3) при $\lambda_f = 219$ см, $D = 2$ см. Видно, что для начальных интервалов, через которые в нашем случае проходит ~ 5000–7000 треков, оценка λ_f экспериментально измеряемой величиной λ является несмещенной ($E(\lambda) \approx \lambda_f$) (штриховая прямая отвечает $\lambda_f = 219$ см).

4. В связи с большой по сравнению с размерами камеры длиной свободного пробега в эксперименте наблюдалось значительное число событий, когда ядро гелия из пучка пролетало весь объем камеры и давало первичную звезду вблизи границы камеры. Тем самым, длина трека вторичного ядра гелия в этом случае мала, и такие события искажали бы вид распределения $\lambda(x)$ в зависимости от x в самой интересной его части при малых x . Во избежание этого вводился новый параметр — потенциальная длина l_{pot} , и все треки вторичных ядер гелия, вылетающих из камеры, длина которых меньше l_{pot} , отбрасывались. Чтобы выбрать оптимальную длину этого параметра, рассчитывалась величина $\lambda_m = \sum_{i=1}^{N_t} x_i / N_{int}$, где N_t — полное число учтенных вторичных треков, N_{int} — полное число вторичных звезд, x_i — длина i -го вторичного трека. Таким образом, λ_m имеет смысл усредненной величины mfp .

В предположении малой вероятности образования аномалонов, потенциальная длина выбиралась так, чтобы $\lambda_m \approx \lambda_f$. Таким образом, выбранная потенциальная длина $l_{pot} = 12$ см. После введения l_{pot} остается 6914 событий.

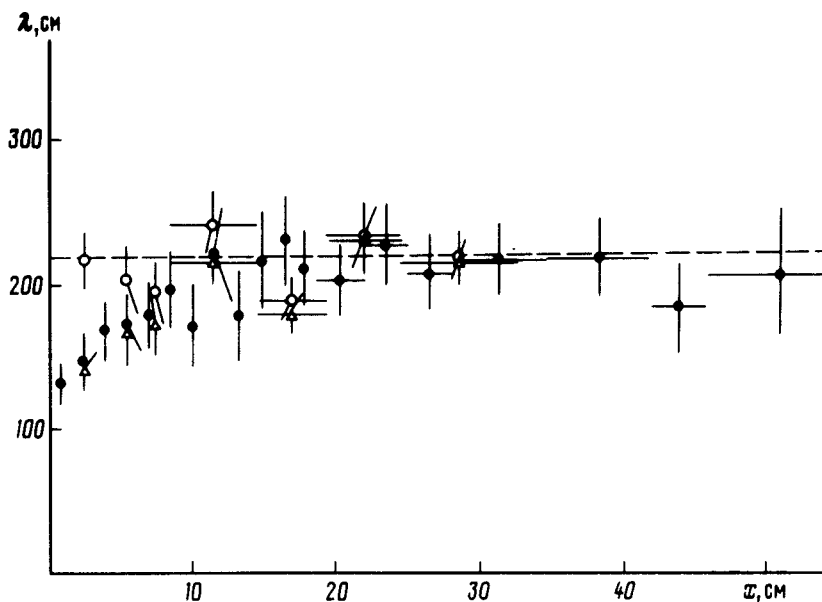


Рис. 2. Зависимость величины λ от x , где x — расстояние между вершинами первичного и вторичного взаимодействия. Штриховая прямая отвечает средней длине свободного пробега $\lambda_f = 219$ см. Светлые кружки — наши данные, темные кружки — данные работы ⁴. Светлые треугольники — наши данные, куда включена выборка двухлучевых событий с топологией, близкой к топологии упругого рассеяния: короткий трек протона отдачи и трек, образованный струей ядерных фрагментов (см. текст)

На рис. 2 светлыми кружками представлены результаты обработки наших данных (в каждом интервале содержится ~ 60 – 200 вторичных звезд). Прямая штриховая линия на рис. 2 соответствует нашей mfp $\lambda_f = 219$ см. В пределах ошибок наши точки близки к прямой λ_f на всем интервале x .

Для сравнения на этом же рис. темными кружками представлены данные работы ОИЯИ ⁴, полученные, как уже упоминалось выше, с помощью жидководородной камеры размером 1 м, экспонированной в пучках ядер ³He с импульсом 13,5 ГэВ/с (данные ⁴ пересчитаны в соответствии с нашей mfp λ_f).

Из рис. 2 хорошо видно, как падает значение λ в области малых x .

Для того, чтобы понять расхождение двух однотипных экспериментов, мы поставили перед собой следующую методическую задачу. Исходная посылка состояла в том, что вторичные треки могут образовываться не только ядром ${}^3\text{He}$, а также струей ядерных фрагментов, летящих в таком узком конусе, что их треки сливаются в один (например, струя pd - или ppn -системы). Специально отбирались события, по топологии близкие к двухлучевым событиям упругого взаимодействия: короткий трек протона отдачи и вторичный трек, образованный струей ядерных фрагментов. Режим нашей камеры и, самое главное, наша начальная энергия ($T_{pin} = 0,978$ ГэВ) позволяли по "видимой" ионизации различать треки ядра и треки струи (в условных единицах ионизация трека ядра ~ 5 , а трека струи $\sim 3-3,5$). Таких событий было найдено 130, и эта выборка была включена в общую статистику¹⁾. Результат показан на рис. 2 светлыми треугольниками. Видно, что полученное таким образом распределение очень близко к распределению работы⁴ и имитирует аномально малые mfp в области малых x . Разделить по ионизации события, в которых присутствует истинное ядро ${}^3\text{He}$ или струя ядерных фрагментов, в условиях эксперимента⁴, по-нашему мнению, далеко не тривиально ввиду большой первичной энергии $T_{pin} \approx 3,7$ ГэВ, и в этом видится основной источник расхождения нашего эксперимента с экспериментом работы⁴.

5. В заключение кратко сформулируем результаты работы: 1) В пределах нашей статистики не получено указаний на существование дважды заряженных аномалонов в p - ${}^3\text{He}$ -взаимодействиях при кинетической энергии протонов $T_{pin} = 0,978$ ГэВ. 2) Показано, как одна из весьма вероятных методических ошибок может приводить к имитации аномально малых средних длин свободного пробега.

Литература

1. Second Anomalon Workshop, Proc. of 6-th High Energy Heavy Ion Study, Lawrence Berkeley Lab., 1983.
2. Friedlander E.M. et al. Phys. Rev. C, 27, 1489.
3. Bano M. et al. Phys. Lett. B, 1986, 166, 453.
4. Bano M. et al. Phys. Lett. B, 1987, 196, 255.
5. De Rujula et al. Phys. Rev. D, 1978, 17, 285.
6. Арбузов Б.А. ЯФ, 1985, 42, 542.
7. Блинов А.В. и др. ЯФ, 1984, 39, 260.
8. Pshenin E.S., Voinov V.G. Phys. Lett. B, 1983, 28, 133.

Институт теоретической и
экспериментальной физики

Поступила в редакцию
22 июня 1989 г.

¹⁾ 22 события с очень короткими вторичными треками (~ 1 см), которые мы не смогли однозначно проидентифицировать, были занесены в общую статистику.