

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



29/1-79

И-29

1 - 11917

370/2-79

М.П.Иванова, В.С.Курбатов, В.М.Сидоров

ОБРАЗОВАНИЕ ФРАГМЕНТОВ ${}^8\text{Li}_3$
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ 250 ГЭВ
С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

1978

1 - 11917

М.П.Иванова, В.С.Курбатов, В.М.Сидоров

ОБРАЗОВАНИЕ ФРАГМЕНТОВ ${}^8\text{Li}_3$
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ 250 ГЭВ
С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Направлено в ЯФ

Иванова М.П., Курбатов В.С., Сидоров В.М.

1 - 11917

Образование фрагментов ${}^8\text{Li}_3$ при взаимодействии протонов 250 ГэВ с тяжелыми ядрами фотоэмульсии

Найдено около 600 случаев образования фрагментов ${}^8\text{Li}_3$ при взаимодействии протонов 250 ГэВ с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Получены угловые и энергетические спектры фрагментов ${}^8\text{Li}_3$ и оценка выхода фрагментов ${}^8\text{Li}_3$. Приводятся результаты сравнения экспериментальных данных с 3-параметрической испарительной моделью. В рамках этой модели не удается получить количественного согласия с экспериментом. Величина $\frac{1}{4\pi} \frac{E}{p^2} \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dp}$ (что соответствует величине $\frac{E}{p^2} \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$ в предположении изотропии вылета ${}^8\text{Li}_3$), хорошо описывается формой $A \cdot \exp(-Bp^2)$ для значений $p^2 \geq 0,2$ (ГэВ/с) 2 . Параметры А и В соответственно равны: $A = (1,28 \pm 0,27) \text{ ср}^{-1} (\text{ГэВ}^2/\text{с}^{-3})$, $B = (5,93 \pm 0,56) (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Ivanova M.P., Kurbatov V.S., Sidorov V.M. 1 - 11917

Production of ${}^8\text{Li}_3$ Fragments at the Interaction of 250 GeV Protons with Photoemulsion Heavy Nuclei

Approximately 600 events of ${}^8\text{Li}_3$ fragments were found under scanning of photoemulsion, exposed to 250 GeV protons. ${}^8\text{Li}_3$ fraction on heavy nuclei was estimated. The comparison with three parameter evaporation model indicated that there is no quantitative agreement. The quantity $\frac{1}{4\pi} \frac{E}{p^2} \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dp}$ (corresponding to $\frac{E}{p^2} \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$ in assumption of ${}^8\text{Li}_3$ isotropy) is described by a function $A \cdot \exp(-Bp^2)$ for momenta $p^2 \geq 0.2$ (GeV/c) 2 . Parameters A and B are equal to: $A = (1.28 \pm 0.27) \text{ sr}^{-1} (\text{GeV}^2/\text{c}^{-3})$, $B = (5.93 \pm 0.56) (\text{GeV}/\text{c})^{-2}$, respectively.

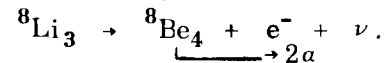
The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. Отбор событий

В настоящей статье приводятся результаты изучения образования фрагментов ${}^8\text{Li}_3$ при взаимодействии протонов 250 ГэВ с ядрами фотоэмульсии. Экспериментальный материал был набран на тех же фотоэмульсионных стопках, на которых производился поиск суперфрагментов^{/1/}. Мы не приводим здесь деталей эксперимента: постановку эксперимента, условия облучения и просмотра. Все это достаточно подробно описано в работе^{/1/}.

В процессе поиска суперфрагментов было найдено около шестисот "молоткообразных" случаев. Известно^{/2,3/}, что "молоткообразные" случаи в основном порождаются β -распадом ядер ${}^8\text{Li}_3$ по схеме



При просмотре отбирались только те события, которые имели характерный "молоткообразный" вид и видимый след электрона от β -распада. У всех звезд, имевших "молоткообразный" след, измерялось число серых и черных треков, а также пробег и угол вылета "молоткообразного" трека. Число релятивистских треков не измерялось. Для того, чтобы выделить события, произошедшие на тяжелых ядрах фотоэмульсии, отбирались звезды с числом h -треков ≥ 9 . Серыми треками мы считали такие, у которых плотность зерен g удовлетворяла неравенству:

$$1,4 g_p \leq g \leq 10 g_p,$$

где g_p - плотность зерен у пучкового трека. Черными считались треки с плотностью зерен $g \geq 10g_p$. В тех случаях, когда трудно было решить, каков данный трек - черный или серый, измерялась его длина, и если она была больше 3 мм, то трек считался серым.

2. Вклад от вторичных взаимодействий

Отбор событий производился в полосе шириной 14,5 см и длиной по пучку 3,5 см. Передний край зоны просмотра находился на расстоянии 8 мм от края эмульсии. Одним из основных фоновых эффектов может быть вклад от вторичных взаимодействий. При энергиях 250 ГэВ число вторичных частиц довольно велико. Например, согласно данным работы^{4/}, среднее число релятивистских треков на звезду при взаимодействии π^- -мезонов 70 ГэВ с ядрами фотоэмульсии составляет 7,3. Ясно, что при энергии 250 ГэВ среднее число релятивистских частиц еще больше. При большом числе вторичных частиц серьезный вклад могут вносить звезды, образованные в результате взаимодействия вторичных частиц с ядрами фотоэмульсии. Вклад от таких случаев мы исключали следующим образом: для каждого слоя, на котором производился просмотр, измерялись угловые распределения пучковых частиц в начальной части камеры, где вкладом от вторичных взаимодействий можно пренебречь /на расстоянии 3,5 мм от края камеры/. Строились распределения по плоскому углу и углу углубления. Далее, у каждой звезды, имеющей "молоткообразный" след, измерялись плоский угол и угол углубления первичной частицы в окрестности звезды. Если эти углы отличались от средних пучковых для данного слоя более чем на три ошибки, то звезда считалась образованной вторичным следом. Из 605 случаев 123 было отброшено по этому критерию.

3. Выход фрагментов ${}^8\text{Li}_3$

Для того, чтобы оценить вероятность образования фрагментов ${}^8\text{Li}_3$, мы провели вторичный просмотр

части фотоэмульсии, в котором методика поиска "молотков" была такова: каждый черный трек звезды просматривался от точки образования до конца и, если он на конце имел характерный "молоткообразный" вид со следом электрона, то событие зачислялось в класс событий с фрагментом ${}^8\text{Li}_3$. Для просмотра было выбрано два средних по плотности облучения слоя, и они просматривались по площадям вначале с увеличением 225X. Если в поле зрения обнаруживалась звезда, то прослеживание каждого черного трека затем производилось с увеличением 1350X. Всего было найдено и просмотрено 2075 звезд, среди них 56 - с "молотком".

Для оценки выхода ${}^8\text{Li}_3$ необходимо ввести следующие поправки:

1/ Геометрическую. В тех случаях, когда звезда рождается вблизи поверхности слоя, "молоткообразный" трек может выходить из слоя и, таким образом, не регистрироваться. Согласно нашим оценкам, такой эффект приводит к тому, что регистрируется только 92% случаев.

2/ Треки α -частиц от распада ${}^8\text{Li}_3$ могут быть по-разному ориентированы относительно трека ${}^8\text{Li}_3$.

Наилучшие условия для регистрации ядра ${}^8\text{Li}_3$ возникают тогда, когда треки α -частиц перпендикулярны треку ${}^8\text{Li}_3$ и лежат в плоскости просмотра. Изучая угловое распределение α -треков относительно трека ${}^8\text{Li}_3$, мы смогли оценить эффективность регистрации, обусловленную этим фактором. Она оказалась равной $0,70 \pm 0,12$.

Учтя все необходимые поправки, мы получили для частоты образования ${}^8\text{Li}_3$ такую оценку:

$$R = /0,045 \pm 0,010/.$$

Наши данные позволяют также оценить сечение образования фрагмента ${}^8\text{Li}_3$ на среднем тяжелом ядре. По табличным данным Баркаса^{5/} можно рассчитать значения z и A , соответствующие среднему тяжелому ядру. Они равны $\bar{z} \approx 41$, $\bar{A} \approx 94$. Согласно нашим оценкам, сечение образования фрагмента ${}^8\text{Li}_3$ на среднем тяжелом ядре при энергии 250 ГэВ равно $/24,5 \pm 5,5/$ мб, а полное неупругое сечение взаимодействия равно $/765 \pm 132,4/$ мб.

4. Распределение по b, g и h-трекам

На рис. 1-3 приведены распределения по b, g и h-трекам* звезд с вылетом фрагмента ${}^8\text{Li}_3$. Средние числа b, g и h треков соответственно равны: $\bar{b} = 11,4 \pm 0,2$; $\bar{g} = 7,9 \pm 0,2$; $\bar{h} = 19,3 \pm 0,3$.

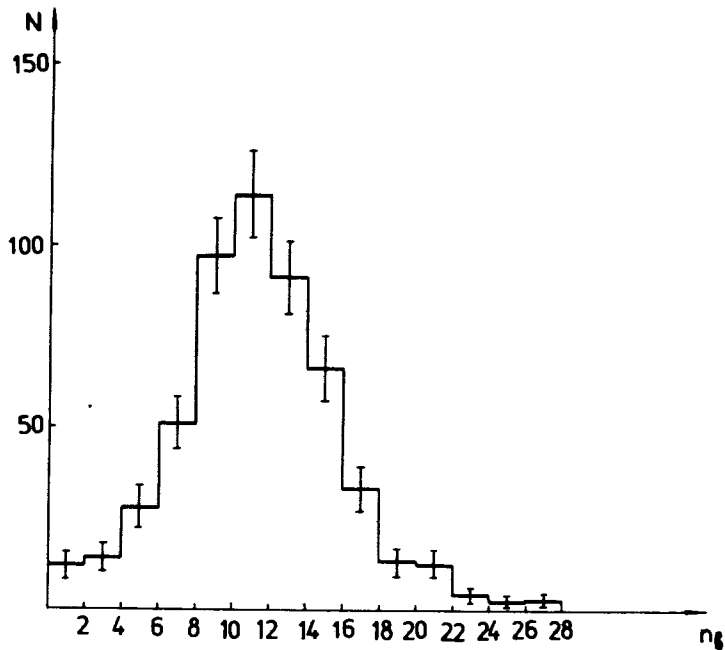


Рис. 1. Распределение по числу "b"-треков.

В большинстве работ^{/6-16/} принято считать звезду с числом h-треков ≥ 9 как событие, произошедшее на тяжелом ядре. По гистограмме на рис. 3 можно оценить

* Известно /см., напр./^{6/} /, что b-треки в основном порождаются медленными протонами и ядрами с $z \geq 2$, g-треки - протонами, дейтронами. По определению, $n_h = n_b + n_g$.

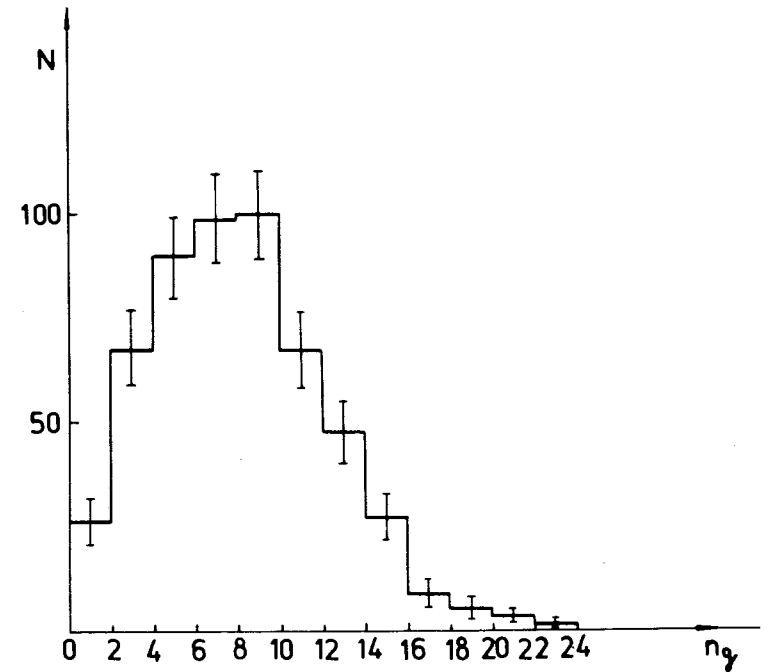


Рис. 2. Распределение по числу "g"-треков.

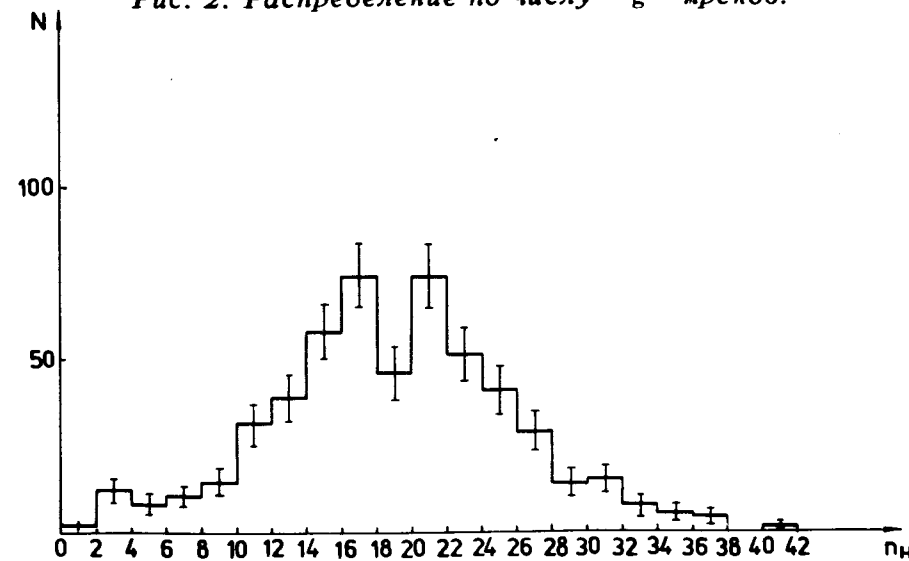


Рис. 3. Распределение по числу "h"-треков.

число событий с молотком, родившихся на тяжелых ядрах фотоэмпульсии. По нашим оценкам, число случаев с молотком на тяжелых ядрах составляет более 94% от всего количества случаев.

5. Угловые распределения

На рис. 4 приведено распределение по косинусу угла вылета фрагмента ${}^8\text{Li}_3$ относительно направления первичного протона. Видно, что угловое распределение не-

сколько вытянуто вперед. Отношение $\frac{F}{B} = 1,245 \pm 0,118$ для всего спектра фрагментов ${}^8\text{Li}_3$. Аналогичные отношения были рассчитаны и для разных энергетических интервалов. Они таковы:

$$\frac{F}{B} = 1,157 \pm 0,121 \quad \text{для } T < 40 \text{ МэВ,}$$

$$\frac{F}{B} = 1,605 \pm 0,35 \quad \text{для } T \geq 40 \text{ МэВ.}$$

6. Сравнение с испарительной моделью

Практически во всех работах^{/7-17/}, посвященных изучению образования фрагментов ${}^8\text{Li}_3$, в той или иной форме проводится сравнение с испарительной моделью. Чаще всего авторы этих работ сравнивают свои экспериментальные данные с испарительной моделью, включающей три параметра: \bar{v} - среднюю скорость системы испаряющегося ядра, V - кулоновский барьер и T - температуру ядра. Мы также провели сравнение с трехпараметрической испарительной моделью. Для этого мы вначале определили среднюю скорость системы испаряющегося ядра как

$$\bar{v} = \sum_i \sqrt{\frac{2E_i}{M_{Li_3}}} \cos \theta_i.$$

Здесь E_i - кинетическая энергия ядра ${}^8\text{Li}_3$, M_{Li_3} - масса ${}^8\text{Li}_3$ а θ_i - угол между направлением вылета

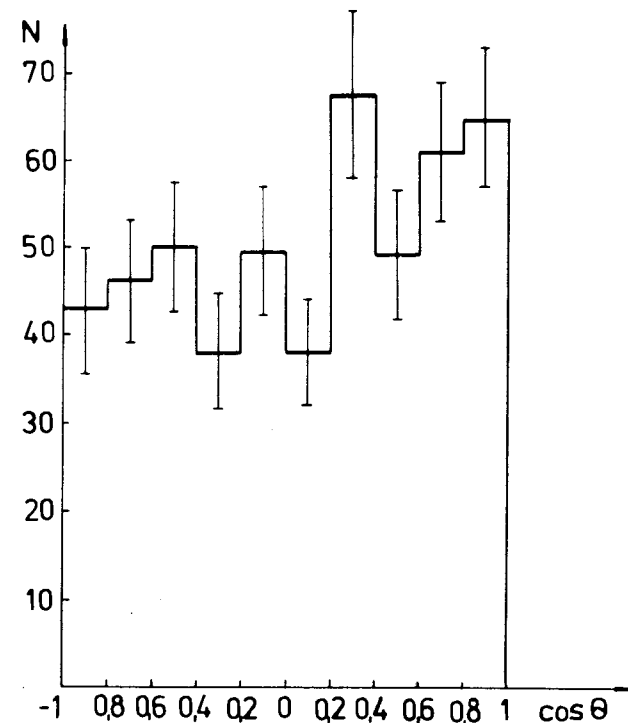


Рис. 4. Угловое распределение фрагментов ${}^8\text{Li}_3$ в лабораторной системе координат.

фрагмента ${}^8\text{Li}_3$ и первичным протоном. Она оказалась равной: $\bar{v} = 0,00725$ с. Используя это значение \bar{v} и угол θ , мы для каждого события рассчитали энергию и направление ${}^8\text{Li}_3$ в системе испаряющегося ядра. На рис. 5 показано угловое распределение фрагментов ${}^8\text{Li}_3$ в системе испаряющегося ядра. Видно, что это распределение изотропно. На рис. 6 сплошной линией показано также энергетическое распределение в той же системе. Пунктирной линией показано ожидаемое число событий в соответствии с распределением

$$\frac{dN}{N} = \frac{E-V}{T^2} \exp\left[-\frac{E-V}{T}\right] dE \quad /1/$$

со значениями $\bar{v} = 2,9 \text{ МэВ}$, $T = 9,75 \text{ МэВ}$. Такие значения V и T были найдены путем сравнения экспе-

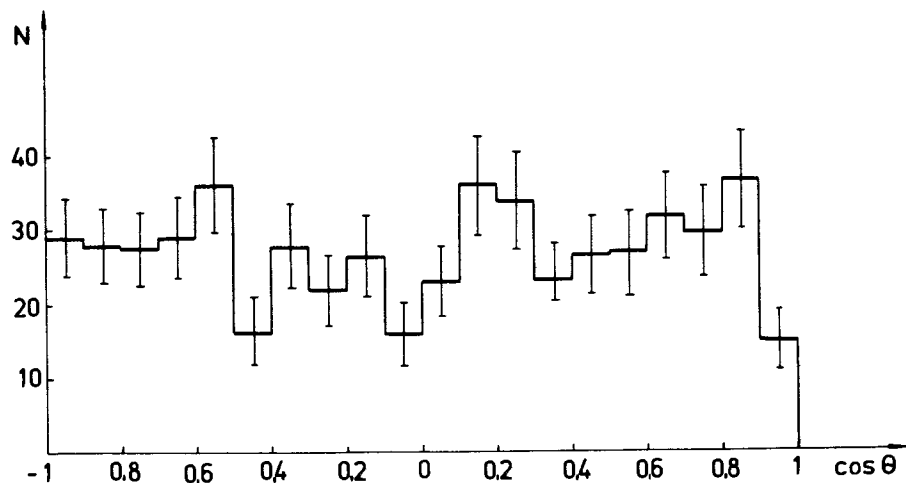


Рис. 5. Угловое распределение фрагментов ${}^8\text{Li}_3$ в системе "испаряющегося" ядра.

риментального распределения с ожидаемым на основании формулы /1/. Для этого выбирались произвольная пара значений V и T , рассчитывалось значение χ^2 . Значения $V = 2,9 \text{ МэВ}$ и $T = 9,75 \text{ МэВ}$ оказались с наименьшим χ^2 . Значение χ^2 при этих V и T равно 38,8/при десяти степенях свободы/, что говорит о плохом количественном согласии испарительной теории с экспериментом.* Можно также отметить, что полученные значения температуры находятся на пределе приемлемых в рамках испарительной модели. Согласно /18/, критическая температура должна быть $\approx 9 \text{ МэВ}$. Заключая сказанное, можно утверждать, что испарительная теория не позволяет количественно описать экспериментальные данные. Сделанный нами вывод согласуется с результатами всех тех работ /7-17/, в которых производилось подобное сравнение.

* При сравнении использовалась только часть спектра от 0 до 60 МэВ и не учитывались геометрические веса, что вполне разумно, т.к. они близки к единице /средний вес равен 1,08/. Подобную процедуру мы проделали другим методом, в котором учитывались и геометрические веса и события с энергией больше 60 МэВ. χ^2 минимален при $V = 3,5 \text{ МэВ}$, $T = 9,00 \text{ МэВ}$ и равен 37,9 /число степеней свободы по-прежнему равно 10/.

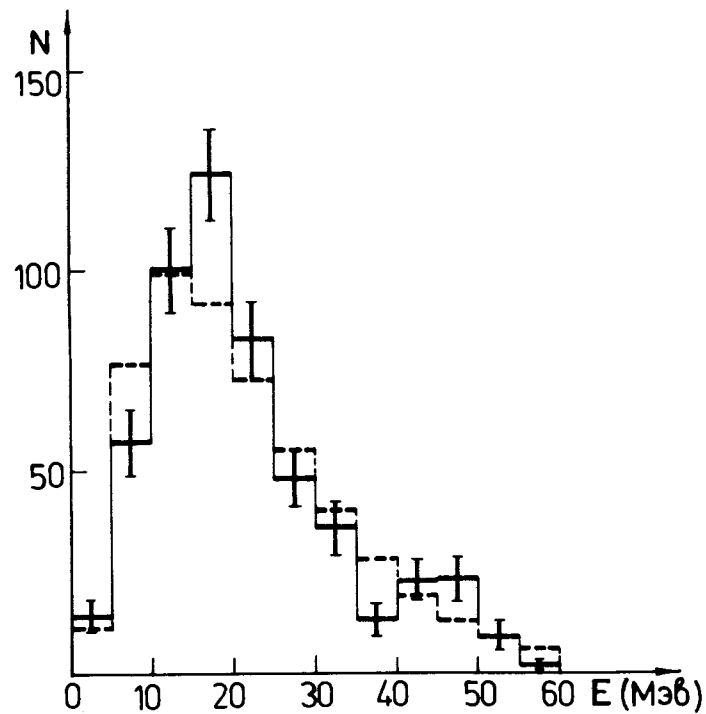


Рис. 6. Распределение по кинетической энергии ${}^8\text{Li}_3$. Сплошная кривая - эксперимент, пунктирная - аппроксимация "испарительной" моделью.

Несколько другие результаты были получены в работе /4/. Авторы этой работы исследовали процесс образования фрагментов ${}^8\text{Li}_3$ при взаимодействии π -мезонов с энергией 70 ГэВ с тяжелыми ядрами фотоэмulsionи. Они получили хорошее описание экспериментальных данных в рамках испарительной теории, причем ключевым пунктом в их рассуждениях было утверждение о том, что средняя скорость испаряющегося ядра и число серых треков в звезде связаны соотношением $\bar{v} \approx \alpha n_g$, где \bar{v} - скорость испаряющегося ядра, n_g - число серых треков в звезде, а α - коэффициент пропорциональности. На рис. 7 приведена зависимость средней скорости системы испаряющегося ядра от числа n_g , полученная

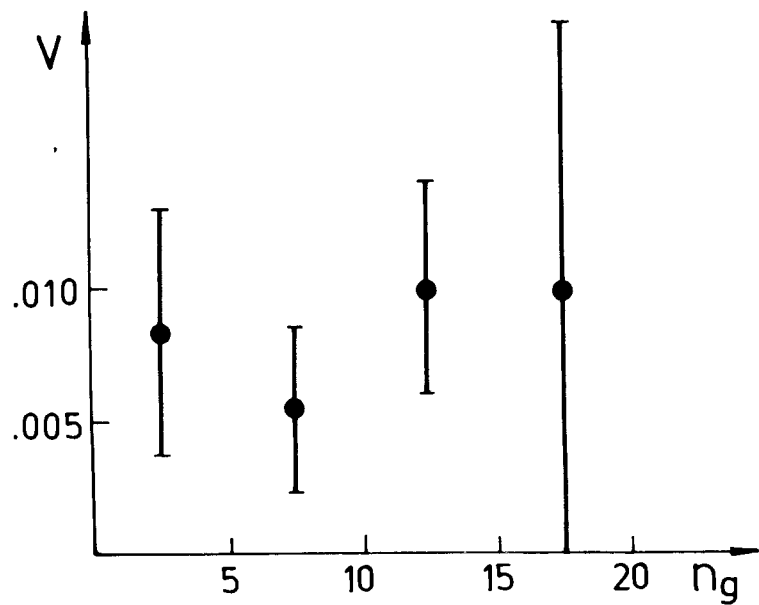


Рис. 7. Зависимость скорости испаряющегося ядра v от числа g -треков. v измерена в единицах c .

на основе наших данных /показанные ошибки - средне-квадратичные отклонения/. Наши данные не позволяют сделать подобный вывод /напомним, что статистика нашего эксперимента - 482 события, статистика работы /4/ - 273 события/.

7. Об универсальном описании спектров ядер ${}^8\text{Li}_3$

В работе /19/ было указано на возможность описания энергетического распределения фрагментов ${}^8\text{Li}_3$, образующихся на тяжелых ядрах фотоэмульсии, посредством универсальной функции

$$\rho = \frac{E}{p^2} \cdot \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = A \exp(-Bp^2), \quad /2/$$

где E и p - полная энергия и импульс ${}^8\text{Li}_3$. Такой вывод был получен в результате анализа совокупности

данных, полученных при разных энергиях и разных типах первичных частиц. В работе /19/ отмечалось, что указанной функцией хорошо описывалась часть спектра с $p^2 \geq 0,10 \text{ ГэВ}/c^2$. Авторы этой работы получили для коэффициентов A и B значения:

$$A = /1,66^{+0,9}_{-0,5} / 10^{-3} \text{ ср}^{-1} / \text{ГэВ}/c /^{-3} \text{ ГэВ};$$

$$B = /4,6 \pm 0,6 / / \text{ГэВ}/c /^{-2}.$$

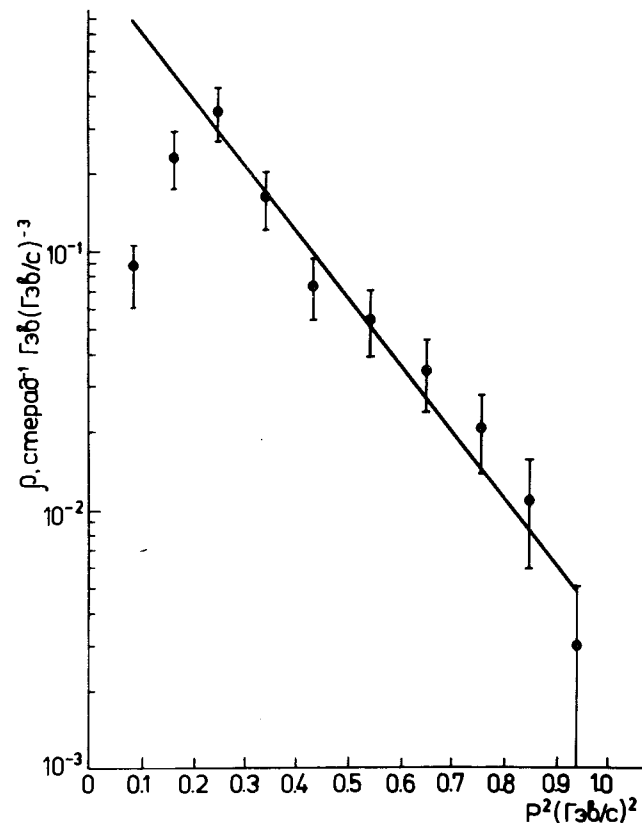


Рис. 8. Аппроксимация экспериментальных данных формой $A \exp(-Bp^2)$ со значениями

$$A = /1,28 \pm 0,27 / \text{ср}^{-1} / \text{ГэВ}^{-2} / \text{с}^{-3} /,$$

$$B = /5,93 \pm 0,56 / / \text{ГэВ}/c /^{-2}.$$

На рис. 8 показана зависимость величины ρ от p^2 , построенной на основе наших данных* На этом рисунке сплошная линия соответствует зависимости $A \exp(-Bp^2)$ со значениями

$$A = /1,28 \pm 0,274/ \text{ ср}^{-1} / \text{ГэВ}^{-2} / \text{с}^{-3} /;$$

$$B = /5,93 \pm 0,56/ / \text{ГэВ}^{-2} / \text{с}^{-2} /.$$

Коэффициенты А и В были найдены в результате подгонки экспериментальных точек формулой /2/ /последних 8 из 10 точек/. Согласие хорошее: $\chi^2 = 4,26$ при шести степенях свободы. Видно, что величина А, полученная нами, на три десятичных порядка больше, чем цитируемая авторами работы^{/19/}. Это, по-видимому, происходит из-за того, что при подгонке данных авторы работы^{/19/} вместо полной энергии Е ошибочно использовали кинетическую энергию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Batusov Yu. e.a. JINR, E1-10069, Dubna, 1976.
2. Occhialini G.P.S., Powell C.F. Nature, 1947, 159, p.4029.
3. Gajewski W. e.a. Nucl.Phys., 1962, 37, p.226.
4. Weissenberg A.G., Kolganova E.D., Rabin N.V. Nuovo Cimento, 1972, 9A, p.534.
5. Barkas W.H. Nuclear Research Emulsions, Academic Press, New York and London, 1963, v. 1, p.73.
6. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. ИЛ, М., 1962.
7. Skjeggstad O., Sorensen S.O. Phys.Rev., 1969, 113, p.1115.
8. Edin K.A., Eriksson K.E. Nuovo Cimento, 1966, 41A, p.349.
9. Coremans G. e.a. Nuovo Cimento, 1969, 61A, p.525.
10. Burte D.P. e.a. Nuovo Cimento, 1965, 36, p.733.
11. Bechdolff A. e.a. Nuovo Cimento, 1966, 44A, p.131.
12. Lemone J. e.a. Nuovo Cimento, 1966, 41A, No. 2, p.236.
13. Baumann G. e.a. Phys.Rev., 1965, 138, 2B.

* Вместо полного сечения σ_{tot} мы использовали величину сечения неупругих взаимодействий. Так же как и в^{/19/}, предполагается изотропия вылета ${}^8\text{Li}_3$.

14. Harmsen D.M. e.a. Phys.Lett., 1964, 9, p.274.
15. Deza G.C. e.a. Nucl. Phys., 1961, 23, p.657.
16. Alimkhal A.A. e.a. Nuovo Cimento, 1960, 17, p.316.
17. Bhowmik B., Chand T., Chopra D.V. Nuovo Cimento, 1969, 53, p.400.
18. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
19. Баяков Ю.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, с.781.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 сентября 1978 года.