

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

С 346.46

Д-151



P1 - 5326

Н. Далхажав, К.Д. Толстов, Г.С. Шабратова

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

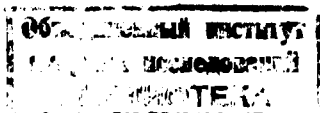
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ Π^- -МЕЗОНОВ 60 ГЭВ/С
С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ

1970

P1 - 5326

Н. Далхажав, К.Д. Толстов, Г.С. Шабратова

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ Π^- -МЕЗОНОВ 60 ГЭВ/С
С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ



В в е д е н и е

Общие характеристики неупругих пион-нуклонных столкновений и когерентных взаимодействий с ядрами π^- -мезонов с импульсом 60 Гэв/с, полученные с помощью фотоэмульсий на серпуховском ускорителе, сообщались в коллективных работах ряда лабораторий /1,2/. В настоящей работе эти исследования продолжены с применением фотоэмульсий, обогащенных легкими ядрами и водородом, ранее предложенными нами в работе /3/. Эти исследования, а также сопоставление с результатами, полученными при использовании обычных фотоэмульсий, позволяют существенно повысить надежность выделения случаев π^- -р взаимодействий, разделить взаимодействия на легких ядрах (C, O) и ядрах Ag, Br.

В настоящем сообщении приводятся результаты по следующим разделам:

1. Неупругие π^- -р столкновения.
2. Общие характеристики взаимодействия пионов с группами ядер C, O и Ag, Br.
3. Механизм взаимодействия пионов 60 Гэв/с с ядрами.
4. Зависимость сечения когерентного взаимодействия от атомного номера ядер.

В исследованиях использовались фотоэмульсии НИИХИМФОТО БР-2 размером 10×20 см² толщиной 600 мк, которые далее обозначаются как I, и фотоэмульсии БР-2, 10×10 см² толщиной 400 мк, обогащенные этиленгликолем $(C_2H_4OH)_n$. Последние далее обозначаются как II.

Ядерный состав использованных фотоэмульсий приведен в таблице 1.

Таблица 1

	I ядер/см ³	II ядер/см ³
H	$3,148 \times 10^{22}$	$5,157 \times 10^{22}$
C	1,412 x	1,853 x
O	0,956 x	1,675 x
N	0,396 x	0,148 x
Ag	1,036 x	0,387 x
Br	1,031 x	0,385 x

Фотоэмульсии облучались на серпуховском ускорителе π^- -мезонами с импульсом 60 ± 2 Гэв/с, причем примесь в пучке электронов, μ^- -мезонов и K^- -мезонов была $< 5\%$. Поиск неупругих взаимодействий производится в наблюдениях вдоль следов первичных π^- -мезонов вблизи входа их в фотоэмульсию. Всего было найдено 424 события на длине 356 метров. Средний пробег для неупругого взаимодействия составляет $\lambda_{II} = (84 \pm 4)$ см. В эмульсиях типа I средний пробег по данным /2/ есть $\lambda_I = 43,7 \pm 0,6$ см. Используя эту величину, полные сечения взаимодействия π^- -мезонов 60 Гэв/с с нуклонами и зависимость сечений неупругих столкновений с ядрами от атомного номера по работе /4/, получим оценку величины $\lambda'_{II} = 74,3 \pm 4$ см. Некоторое различие в величинах λ_{II} и λ'_{II} может быть связано с примесью в пучке электронов и μ^- -мезонов, а также с экспериментальными и расчетными погрешностями.

1. Неупругие π^- -p-столкновения

Выделение неупругих π^- -p-столкновений производилось по обычным критериям: четное число лучей, отсутствие ядер отдачи и электронов, наличие не более одной медленной частицы, летящей в переднюю полусферу, в лабораторной системе. В таблице 2 приведены полученные результаты, включающие среднюю множественность заряженных частиц $\langle n \rangle$, среднюю множественность ливневых частиц $\langle n_s \rangle$, расчетную (расч.) и экспериментальную (эксп.) доли π^- -p взаимодействия. При определении $\langle n \rangle$ и

$\langle n_s \rangle$ в экспериментальные значения была введена поправка на электрон-позитронные пары (пары Далица), которая рассчитывалась в предположении, что количество π^0 -мезонов вдвое меньше π^\pm . Эта поправка составляет $-0,08$.

Таблица 2

	II	I	из ^{/2/}
Число взаимодей. π^- -p	45	58	566
$\langle n \rangle$	$6,76 \pm 0,2$	$6,3 \pm 0,2$	$6,56 \pm 0,16$
$\langle n_s \rangle$	$6,45 \pm 0,2$	$6,04 \pm 0,2$	$6,25 \pm 0,16$
Расч.	0,10	0,04	0,04
Эксп.	$0,1 \pm 0,015$	0,075	0,08

Распределения по числу заряженных частиц для II и I из работы ^{/2/}, нормированные на одинаковое число событий, приведены на рис. 1. Разница между величинами Расч. и Эксп. в таблице 2 представляет взаимодействие с квазисвободными протонами: $\Delta = \text{Эксп.} - \text{Расч.}$. Для эмульсии I: $\Delta_I = 0,04$; $\frac{\Delta_I}{\text{эксп.}} = 0,5$. Для эмульсии II: $\Delta_{II} = 0 \pm 0,015$ и это может указывать на то, что взаимодействия с квазисвободными протонами в основном происходят на ядрах Ag, Br. Действительно, в этом случае расчетная величина Δ_{II} , получаемая из опытной величины Δ_I и ядерного состава, будет равна $\Delta_{II} = \Delta_I \times 0,377/0,692 = 0,021$. Уменьшение доли взаимодействия с квазисвободными протонами в эмульсии II и увеличение доли взаимодействия со свободными протонами до 0,1 является важным методическим фактором. Следовательно, для эмульсии II мы с большей уверенностью имеем дело с несмещенной оценкой, нежели для эмульсии I, где, как указывалось в работе ^{/2/}, эта оценка могла быть завышена. Достоверность величины $\langle n \rangle$ будет также обоснована в следующем разделе.

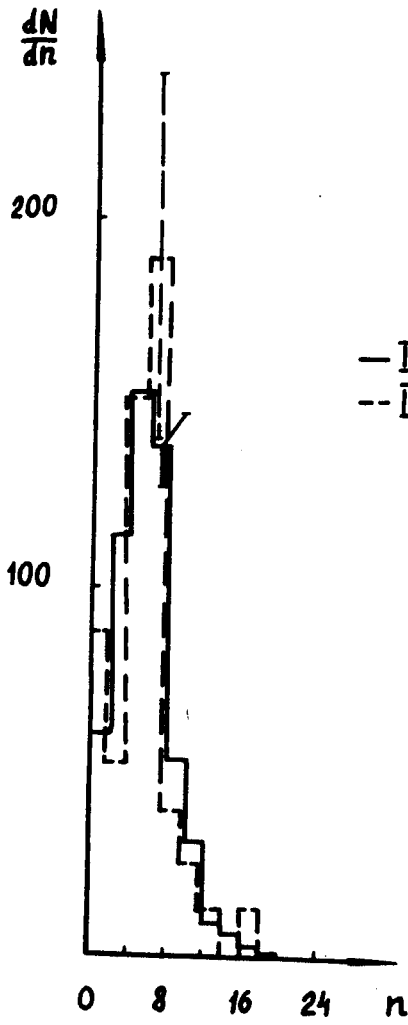


Рис. 1

Используя найденную величину $\langle n \rangle = 6,76 \pm 0,2$ и величину по данным водородной пузырьковой камеры /5/ при 16 Гэв/с $\langle n \rangle = 4,2 \pm 0,1$, получим:

$$\left(\frac{60}{16}\right)^x = \frac{6,76 \pm 0,2}{4,2 \pm 0,1} = 1,61 \pm 0,08.$$

Откуда:

$$\langle n \rangle = E^{0,36 \pm 0,04}$$

Этот результат позволяет сделать заключение, что здесь не имеет места закон $E^{1/4}$, следующий из статистической и гидродинамической моделей. (При $E^{1/4}$, используя $\langle n \rangle_6$, получим $\langle n \rangle_{60} = 5,84$). Необходимо отметить, что недавно в теоретической работе П. Ротелли /8/ получена зависимость $\langle n \rangle = E^{1/3}$.

2. Неупругие столкновения с ядрами С, О и Ag, Вг

В большом количестве работ, выполненных фотоэмульсионным методом на ускорителях и космических лучах, для разделения взаимодействий на легких ядрах и ядрах Ag, Вг использовались неоднозначные критерии. Это привело к существенным различиям в разделении взаимодействий по группам ядер в фотоэмульсии. В особенности сложным являлось выделение взаимодействий с легкими ядрами, т.к. в эмульсиях I их доля $< 0,3$ и большой процент расщеплений ядер Ag, Вг имеет характеристики, совпадающие или близкие к случаям расщепления легких ядер. Иллюстрацией этого может служить рисунок 2, на котором для эмульсий I и II $\langle n_n \rangle$ есть функция числа частиц от расщепления ядра - n_n . Как следует из рисунка 2 для $n_n \leq 6$, т.е. в области, где расщепления происходят на всех ядрах, не наблюдается существенного различия для эмульсий I и II, хотя отношение легких ядер к ядрам Ag, Вг изменяется от 1,03 до 4,76. (При $n_n > 6$ кривые для I и II должны быть одинаковы, т.к. эти расщепления происходят только на ядрах Ag, Вг). Эта трудность в значительной степени устраняется при работе с эмульсиями II, т.к. в них

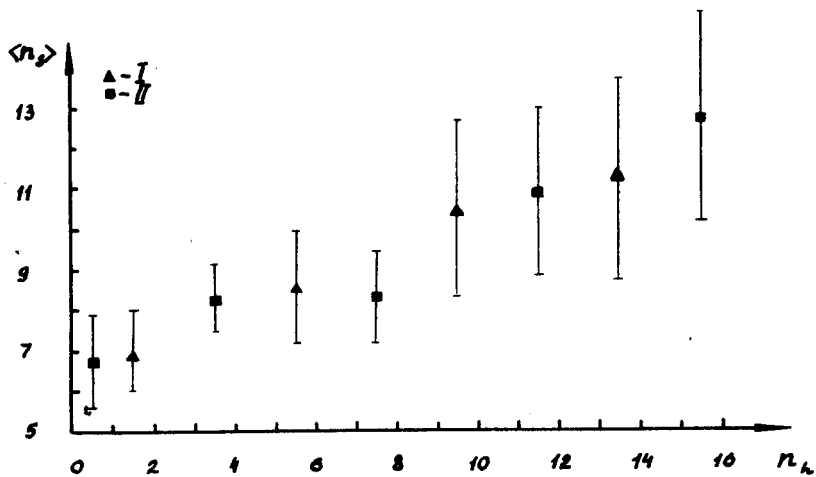


Рис. 2

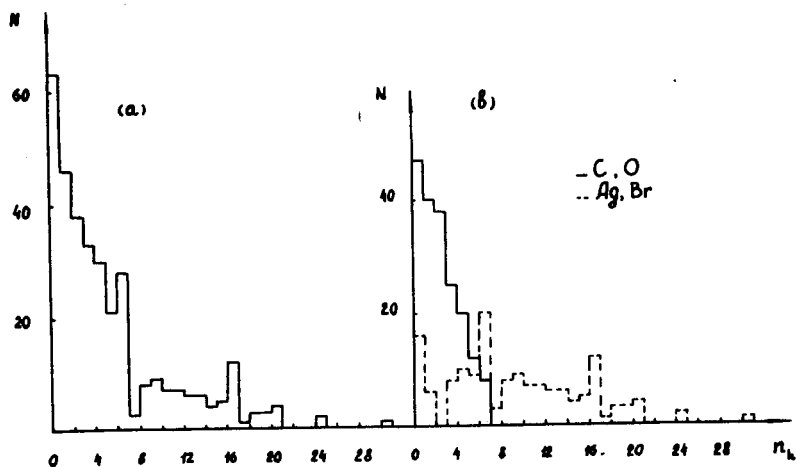


Рис. 3

0,12 составляют взаимодействия со свободными протонами, 0,5 с легкими ядрами, а из оставшихся 0,38 взаимодействий с ядрами Ag, Вг большая часть звезд имеет число лучей, превышающее число протонов в легких ядрах (см. рис. 3а).

В соответствии с этим, используя ядерный состав эмульсий I и II, разделение звезд по группам ядер производили двумя способами.

В первом для всех звезд в эмульсии II после выделения π^- - р взаимодействий было построено распределение звезд как функции числа частиц от расщепления ядра n_h , т.е. числа лучей в звездах за вычетом рожденных частиц n_s . Это распределение показано на рисунке 3а.

Первым приближением в разделении звезд по группам ядер является установление такой границы по n_h на рисунке 3а, которое обеспечивает нужную долю звезд на легких ядрах. В соответствии с ядерным составом из таблицы 1 и сечениями по данным работы /4/, получим $n_h = 3$.

Вторым приближением является экстраполирование распределения для легких ядер в область $n_h > 3$, а для ядер Ag, Вг в область $n_h < 3$, которое должно быть проведено так, чтобы сохранить соотношение сечений.

Распределение, которое было получено во втором приближении, показано на рисунке 3б.

Во втором способе сначала из звезд в эмульсии I вычитаются взаимодействия со свободными протонами, затем это распределение нормируется на длину следов, одинаковую с наблюдениями в эмульсии II', наконец, полученное распределение уменьшается во столько раз, во сколько увеличивается объем эмульсии при наполнении ее легкими ядрами.

Если это распределение вычесть из распределения на рисунке 3а, то разность, очевидно, будет распределением для звезд от ядер C, O, входивших в этиленгликоль.

Полученная таким способом гистограмма на рисунке 4 в пределах статистической точности согласуется с распределением для легких ядер на рисунке 3б.

Результаты, полученные в описанных способах, даны в таблице 3.

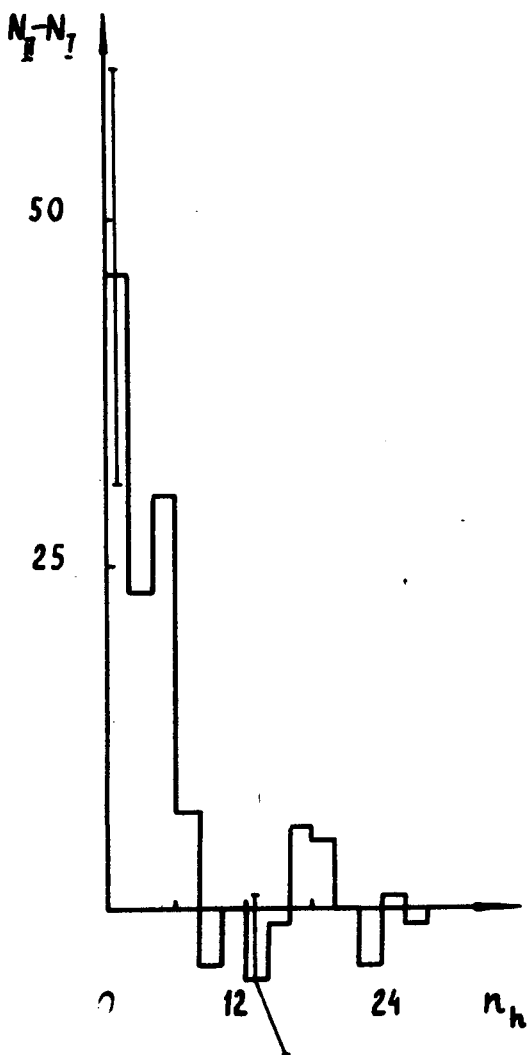


Рис. 4

Таблица 3

	C, O		Ag, Br	
	Первый способ 1-ое пригл. 2-ое пригл.	Второй способ	Первый способ 1-ое пригл. 2-ое пригл.	
$\langle n \rangle$	9,7 \pm 0,1	9,6 \pm 0,1	10,7 \pm 0,3	20,6 \pm 0,5 20,6 \pm 0,4
$\langle n_s \rangle$	7,4 \pm 0,3	7,4 \pm 0,3		9,9 \pm 0,7 10,2 \pm 0,3
$\theta_{s,1/2}$	8,8 \pm 0,8		16,4 \pm 0,6	
$\langle n_h \rangle$	1,79 \pm 0,03	2,2 \pm 0,03	2,7 \pm 0,2	10,8 \pm 0,5 10,3 \pm 0,3

В таблице 4 приведены данные $\langle n_s \rangle; \theta_{s,1/2}$ для ядер C, O как функции n_h .

Таблица 4

n_h	0;1	2	3	> 3	Все
$\langle n_s \rangle$	6,7 \pm 0,6	8,9 \pm 0,7	8,6 \pm 0,7	7,7 \pm 0,4	7,4 \pm 0,3
$\theta_{s,1/2}$	8,2 \pm 1,7	9,6	9,2		8,8 \pm 0,8

Как видно из таблицы 4 $\langle n_s \rangle$ для $n_h = 0; 1$ равно 6,7, т.е. практически совпадает с $\langle n_s \rangle$ для $\pi^- - p$. Это также подтверждает вывод параграфа 1 о том, что $\langle n_s \rangle$ для $\pi^- - p$ в эмульсиях II не завышено за счет ядерных взаимодействий (квазисвободные $\pi^- - p$). Однако при переходе от $n_h = 0; 1$ к $n_h = 2$ происходит заметное увеличение: $\langle n_s \rangle = 8,9 \pm 0,7$. На рисунке 2 дана зависимость $\langle n_s \rangle$ от $\langle n_h \rangle$ для совокупности всех ядер на эмульсиях I и II.

3. О механизме взаимодействия быстрых π^- -мезонов с ядрами

Для энергии ≈ 10 Гэв в работах [7,8] было показано, что при взаимодействии частиц с ядрами имеет место каскадный механизм двухчастичных столкновений. В последующем многие авторы, [напр., 9,10] высказы-

вали предположение о механизме взаимодействия, который может быть назван тралением "trailing" - когда наиболее быстрые частицы, рожденные в первичном столкновении, сталкиваясь с нуклонами ядра, оставляют позади себя след, не заполненный нуклонами, который не успевает сгладиться к подходу более медленных частиц. Недавно это было подтверждено прямыми расчетами /11/.

С увеличением энергии возможен процесс, когда несколько вторичных частиц, рожденных внутри ядра в первичном столкновении, взаимодействуют вместе с одним из его нуклонов. Этот механизм был предложен в работе /12/ при объяснении результатов опытов в космических лучах. В таблице 5 сопоставлены данные из таблицы 3 и расчеты на основе многочастичной модели, выполненные в работе /13/. Для сравнения приведены также данные из работы /11/, где изучались взаимодействия π^- -мезонов 17,2 Гэв/с и расчеты по обычной каскадной модели /14/. Как следует из таблицы 5, для 60 Гэв/с наблюдается согласие с многочастичной моделью для $\langle n_s \rangle$ и углов вылета s -частиц.

Таблица 5

	60 Гэв/с				17,2 Гэв/с			
	C, O		Ag, Br		Ag, Br			
	Опыт	расчет /13/	опыт	расчет /13/	опыт /10/	расчет /14/	опыт /10/	расчет /14/
$\langle n_s \rangle$	7,4 \pm 0,3	5,1 \pm 0,3	9,9 \pm 0,7	9,6 $^0 \pm$ 0,5 0	5,9 \pm 0,3	7,1 \pm 0,5		
$\Theta_{s,1/2}$	8,8 $^0 \pm$ 0,8 0	9,3 \pm 0,5	16,4 $^0 \pm$ 0,6 0	15,4 $^0 \pm$ 0,8 0	22,0 $^0 \pm$ 1,1 0	24 $^0 \pm$ 2 0		
$\langle n_n \rangle$	2,2 \pm 0,1		10,0 \pm 0,5 1	14,5 \pm 0,6				
$\langle n_g \rangle$		1,6 \pm 0,1		4,0 \pm 0,2	2,3 \pm 0,1	4,0 \pm 0,4		
$\langle n_b \rangle$				10,5 \pm 0,5				

Для низкоэнергетических частиц согласие хуже. Это, по-видимому, может быть следствием того, что в расчете еще не учитывался эффект "траления", а также грубого приближения теории испарения при высокой первичной энергии.

Расчеты по обычной каскадной модели дадут гораздо большее значение $\langle n_s \rangle$ и $\langle n_g \rangle$ для 60 Гэв/с. Это показывают данные таблицы 5 для 17,2 Гэв/с, где расхождение для $\langle n_g \rangle$ почти вдвое больше.

Отметим, что многочастичный механизм, введенный в работе /12/, является новым процессом коллективного взаимодействия быстрых частиц с нуклонами ядра, и его опытное подтверждение представляет значительный интерес для физики элементарных частиц и ядра. Вследствие этого описанные исследования должны быть продолжены с еще большим варьированием ядерного состава эмульсий и энергии первичных частиц.

4. Когерентные взаимодействия

Когерентными называют неупругие взаимодействия быстрой частицы со всеми или несколькими нуклонами ядра, при которых ядро целиком получает импульс отдачи. Впервые этот процесс был теоретически рассмотрен в работе /15/.

Если суммировать амплитуды от взаимодействия первичной частицы с отдельными нуклонами ядра, то дифференциальное сечение когерентной генерации, согласно работе /16/, есть

$$\frac{d\sigma}{dq} = \left(\frac{d\sigma}{dq} \right)_n A^2 |C(q)|^2,$$

где $C(q)$ — формфактор ядра, а $\left(\frac{d\sigma}{dq} \right)_n$ — сечение на отдельном нуклоне.

Если бы не было поглощения парциальных амплитуд, то для малых углов вылета в пределе сечение было бы пропорционально A^2 .

Эффекты поглощения, которые пока не могут быть рассчитаны точно, очень существенны, и в работе /16/ при сопоставлении теории с опытами сделан вывод, что $\sigma \approx A^{2/3}$. Наблюдаются расхождения выводов в ряде экспериментальных работ. В фотоэмульсионной работе /17/ при сопоставлении с результатами, полученными в пузырьковых камерах, сделан вывод о том, что все ядра фотоэмульсии участвуют в когерентной генерации, и исключен быстрый рост сечения с увеличением A , т.е.

кулоновская генерация. В работе /18/ проведено детальное сопоставление методических факторов в фотоэмульсионных и камерных работах и сделан вывод о том, что в настоящее время нет достаточных оснований против предположения Гуда и Уолкера /19/ о том, что " в процессе когерентной генерации, в основном, участвуют легкие ядра".

Большая часть данных по когерентной генерации получена в работах с пузырьковыми камерами при различном составе ядер.

По сравнению с фотоэмульсиями камеры с тяжелыми жидкостями, помимо большой статистики, имеют существенное преимущество в регистрации π^0 -мезонов. Однако в фотоэмульсиях надежно отделяются события расщепления ядер с вылетом частиц малой энергии, которые не регистрируются в пузырьковых камерах.

В соответствии с этим интересным является проведение исследований с помощью фотоэмульсий с различным составом ядер.

Результаты исследований, выполненных с помощью эмульсий I, обобщались в работах /1,2/. Когерентные взаимодействия в эмульсиях II выделялись по критериям, одинаковым с использованными в этих работах. Рисунок 5 показывает нормированное на одинаковое число событий π^-N распределение по числу лучей в эмульсиях I и II. Из рисунка следует существенное уменьшение трехлучевых звезд в эмульсиях II. Данные для случаев, отнесенных к 3-лучевым когерентным событиям $\pi^+ + A \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + A$, приведены в таблице 6.

Таблица 6

	I	II	
Число ядер в 1 см ³	C, N, O	$2,78 \times 10^{22}$	$3,68 \times 10^{22}$
	Ag, Br	$2,07 \times 10^{22}$	$0,77 \times 10^{22}$
Длина следов в метрах	3147	364	
Число событий	197 ± 17	11 ± 3,5	
$\langle \lambda \rangle$ ког., метры	16 ± 1,4	33 ± 10	
$\langle \sin \phi \rangle$ ког.	0,067	0,071	



Рис. 5

Как следует из таблицы 6, относительное увеличение $\langle \lambda \rangle_{\text{ког}}$ при замене эмульсии I на II близко к уменьшению числа ядер в эмульсии II по сравнению с I. Это может указывать на то, что когерентные взаимодействия в основном обуславливаются ядрами Ag, Br, но этот вывод требует большой статистической обеспеченности.

Зависимость сечения по закону $A^{2/3}$ также согласуется в пределах ошибки с данными таблицы 6. Однако может быть отведено предположение работ /18/ о преимущественной роли легких ядер, т.к. в этом случае $\langle \lambda \rangle_{\text{ког}}$ в эмульсии II должен был уменьшаться до 10,7 м.

Л и т е р а т у р а

1. Alma-Ata-Budapest-Cracow-Dubna-Moskow-Sofia-Taskent-Ulan-Bator Collaboration. Phys. Lett. 31b, 237, 241 (1970).
2. З.В. Анзон, Г. Бозоки, Н. Далхажав и др. Препринт ОИЯИ, P1-5072, (1970).
3. Н. Далхажав, Т.А. Калинкина, Л.Г. Кривенцова, К.Д. Толстов, В.М. Уварова. Ядерная фотография, стр. 171, Москва, 1962.
4. В.С. Барашенков, К.К. Гудима и др. Препринт ОИЯИ P2-4520 (1969).
5. H. Homaker, J. Kluygow, H. Bottcher et al. Nucl. Phys. B13, 57 (1969).
6. P. Rotelly. Phys. Rev. 182, 1622 (1969).
7. В.С. Барашенков, В.В. Глаголев, Н. Далхажав и др. Nucl. Phys., 14, 522 (1959).
8. K.D. Tolstov. Nucl. Phys., 47, 11 (1969).
9. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. ЯФ, 10, 755 (1969).
10. J. Kohli. Nucl. Phys. B14, 500 (1969).
11. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-5280 (1970).
12. I.Z. Artykov, V.S. Barashenkov, S.M. Eliseev. Nucl. Phys. 87, 241 (1966). Nucl. Phys. B6, 11 (1968).
13. И.З. Артыков, В.С. Барашенков. Препринт ОИЯИ, P2-4510 (1969).
14. I.Z. Artykov, V.S. Barashenkov, S.M. Eliseev. Nucl. Phys., 87, 83 (1966).

15. И.Я. Померанчук, Е.Л. Фейнберг. ДАН, 93, 439 (1953).
16. L.I.Vellet. Top. Conf. on H.E. Coll. Hadrons CERN 67-7 V.1, 537 (1968).
17. A.Coforio, D.Ferrato et al. Nuovo Cim., 32, 1471 (1964).
18. A.A.Camal, I.V.Rao, Rukmini Rao. The Proc. of the Indian Academy of Sciences VLXIX, 218 (1969).
19. M.L.Good, W.D.Walker. Phys. Rev., 120, 1855, 1857 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 августа 1970 года.