

4402

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P2 - 4402



В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ  
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

**P2 - 4402**

**В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев**

**НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ  
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ**

Направлено в *Acta Physica Polonica*

## 1. В в е д е н и е

Настоящая работа является продолжением цикла работ /1-5/, посвященных тщательному анализу общепринятой модели неупругих взаимодействий частиц с ядрами в области ускорительных энергий. Мы рассмотрим внутриядерные каскады, инициируемые протонами.

В отличие от пион-ядерных взаимодействий, где достаточно подробные экспериментальные данные получены лишь для фотоэмульсии, взаимодействия протонов с ядрами изучены на опыте более обстоятельно; кроме эмульсионных данных, в этом случае имеются также сведения, относящиеся к отдельным ядрам, особенно при энергиях  $T$ , меньших или порядка нескольких сотен Мэв <sup>x)</sup>.

При расчете протон-ядерных взаимодействий были использованы те же предположения и значения параметров, что и для пион-ядерных взаимодействий /5/. Детали вычислений подробно описаны в работах /2-4/.

Далее мы часто будем рассматривать фотоэмульсионные данные и соответственно с этим разделять частицы по степени производимой ими ионизации на "ливневые"  $s$ -частицы и "медленные"  $h$ -частицы; среди последних мы, в свою очередь, будем различать "каскадные"  $g$ -частицы, характеризующиеся серыми следами, и "испарительные"  $b$ -частицы, оставляющие черные треки.

---

x) Как и в предыдущих работах /1-5/, у нас везде  $T$  - кинетическая энергия частицы в лабораторной системе координат.

## 2. Множественность рождающихся частиц

На рис. 1 приведены значения среднего числа  $s-$ ,  $g-$  и  $h-$  следов, образованных протонами в фотоэмульсии. Распределения звезд по множественности рождающихся частиц показаны в таблицах I-III.

Мы видим, что, подобно тому, как это имеет место в случае пион-ядерных взаимодействий /5/, теоретические значения  $\bar{n}_g$  и  $\bar{n}_h$  монотонно возрастают <sup>х)</sup> при увеличении энергии  $T$  и не передают наблюдаемого на опыте "насыщения" при  $T \gtrsim 5$  Гэв. В области меньших энергий наблюдается хорошее количественное согласие с экспериментом.

Среднее расчетное число ливневых следов  $\bar{n}_s$  близко к эксперименту во всей рассматриваемой области энергий. Однако хорошее количественное согласие начинает несколько нарушаться для  $T > 20$ -Гэв. Теория предсказывает здесь более быстрый рост  $\bar{n}_s(T)$ , чем это наблюдается на опыте.

Таблица I

Распределение числа рождающихся быстрых протонов  $n_p$  в фотоэмульсионных звездах, образованных протонами с энергией 385 Мэв ( в % % )

$n_p$	$T_p > 30$ Мэв		$T_p > 100$ Мэв	
	теория	опыт /10/	теория	опыт /10/
0	$31 \pm 5 (15)$	$35 \pm 3$	$60 \pm 4 (38)$	$57 \pm 4$
1	$56 \pm 6 (49)$	$54 \pm 4$	$34 \pm 3 (52)$	$40 \pm 4$
2	$10 \pm 1 (31)$	$9 \pm 2$	$6 \pm 1 (10)$	$25 \pm 1$
3	$2,5 \pm 1,0 (4,5)$	$1,7 \pm 0,7$	0	-
4	$0,5 \pm 0,3 (0,5)$	-	0	-

х) Перегиб в теоретической и экспериментальной зависимостях  $\bar{n}_h(T)$  при  $T \cong 0,4 \pm 0,7$  Гэв отражает соответствующий провал в сечении N-N-взаимодействия; вследствие влияния принципа Паули эта область несколько сдвинута в сторону больших значений  $T$ .

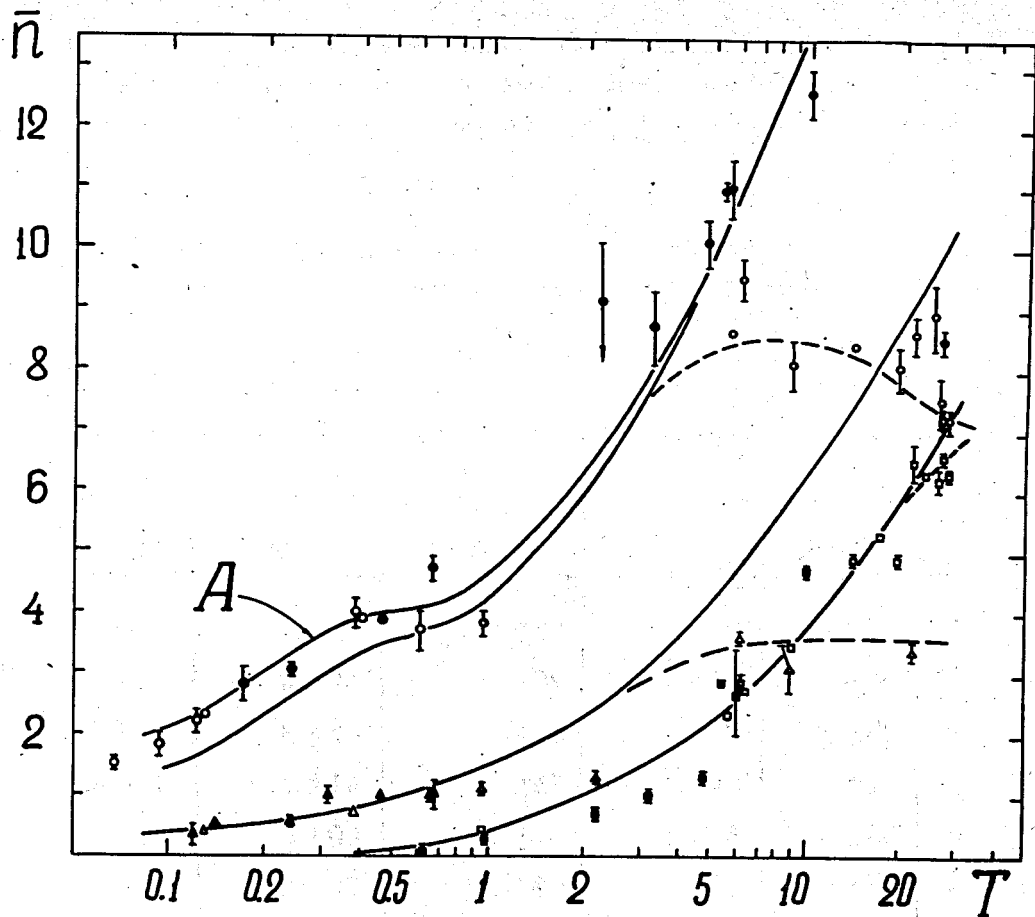


Рис.1. Зависимость среднего числа  $s$ - ,  $h$ - и  $g$ -следов в фотоэмульсионных звездах от энергии первичного протона  $T$ . Сплошные кривые - результат расчета для среднего ядра фотоэмульсии  $^{70}\text{Ga}$ . Кривая  $A$  - теоретическая зависимость  $\bar{n}_h(T)$  для звезд с  $n_h > 1$ . Пунктиром нанесены кривые, аппроксимирующие наиболее достоверные экспериментальные данные. Значками  $\odot$ ,  $\Delta$ ,  $\square$  нанесены соответственно экспериментальные значения  $\bar{n}_h$ ,  $\bar{n}_g$  и  $\bar{n}_s$ , полученные при просмотре эмульсии методом "вдоль следа", значки  $\bullet$ ,  $\blacktriangle$ ,  $\blacksquare$  относятся к значениям, полученным при просмотре эмульсии по площади /6-29/.

При энергии 27 Гэв расходжение составляет около 7%.

Последнее обстоятельство осталось незамеченным при анализе пи-он-ядерных столкновений /5/; оно, очевидно, обусловлено тем, что на опы-

Таблица II

Распределение числа черных следов  $n_b$  в фотоэмульсионных звездах, содержащих протоны с энергией  $T_p$ , большей 30,50 и 100 Мэв (в %). Энергия первичных протонов  $T = 385$  Мэв х)

$n_b$	$T_p > 30$ Мэв		$T_p > 50$ Мэв		$T_p > 100$ Мэв	
	Теория	Опыт/10/	Теория	Теория	Опыт/10/	
0	98 ± 6	-	92 ± 6	82 ± 7	-	
1	86 ± 5	81 ± 13	77 ± 4	62 ± 6	68 ± 12	
2	80 ± 5	77 ± 13	67 ± 5	49 ± 3	49 ± 8	
3	71 ± 4	66 ± 12	63 ± 5	41 ± 3	40 ± 8	
4	80 ± 6	61 ± 12	57 ± 7	40 ± 5	24 ± 7	
5	40 ± 6	52 ± 12	47 ± 9	12 ± 8	19 ± 7	
6	45 ± 8	23 ± 2	33 ± 9	0	12 ± 11	
7	0	7 ± 7	0	0	0	

х)

Теоретические значения относятся к звездам с числом черных лучей  $n_b > 0$ . В скобках указаны соответствующие значения для всех событий ( $n_b \geq 0$ ). На опыте, как правило, пропускается значительная часть звезд с числом лучей  $n \leq 1$ .

Таблица III.

Распределение числа ливневых частиц  $n_n$  в фотоэмульсионных звездах, образованных протонами с энергией  $T$  (в % %)

n	T = 0,2 Гэв		T = 0 Гэв		T = 14 Гэв		T = 22,5 Гэв		T = 25 Гэв	
	теория	опыт /20/	теория	опыт /29/	теория	опыт /25/	теория	опыт /20/	теория	опыт /30/
0	6,3±1,8	4,2±0,5	2,1±1,4	2,8±1,1	0,4±0,4	0,8±0,4	0	0,7±0,3	0,4±0,4	4,9±2,0
I	18,8±3,1	18,4±1,0	14,4±3,7	13,3±2,3	10,7±2,2	13,2±1,6	8,3±2,2	8,3±1,0	9,4±1,8	4,9±2,0
2	24,2±3,5	23,6±1,2	19,6±4,3	18,6±2,7	5,7±1,5	10,3±1,5	3,5±1,4	8,6±1,0	2,8±0,9	13,9±3,4
3	26,7±3,7	23,8±1,2	14,4±3,7	19,0±2,8	15,1±2,4	13,4±1,7	6,5±1,9	13,8±1,2	4,3±1,1	9,8±2,8
4	17,8±3,0	15,8±0,9	20,6±4,6	20,2±2,9	17,1±2,6	13,4±1,7	11,8±2,7	11,0±1,1	8,3±1,7	13,9±3,4
5	4,7±1,5	8,3±0,6	12,4±3,5	12,6±2,2	18,6±2,7	12,0±1,6	7,8±2,1	10,6±1,1	9,7±1,9	10,7±3,0
6	0,5±0,5	3,8±0,5	12,4±3,5	7,3±1,7	11,5±2,1	11,4±1,5	9,5±2,4	8,6±1,0	14,0±2,2	11,5±3,1
7	0,5±0,5	1,4±0,3	2,1±1,4	2,8±1,1	7,2±2,2	6,6±1,2	10,1±2,4	8,1±1,0	11,2±1,9	6,6±2,3
8	0,5±0,5	0,5±0,2	1,0±1,0	2,0±0,9	6,7±1,6	7,2±1,2	11,3±2,5	5,2±0,8	6,9±1,5	4,9±2,0
9	0	0,2±0,1	1,0±1,0	0,8±0,6	3,6±1,2	4,3±1,0	7,8±2,0	4,5±0,7	9,4±1,8	4,9±2,0
10	-	-	0	0,4±0,4	0,8±0,4	1,5±0,6	5,9±1,8	2,6±0,6	6,3±1,5	3,3±1,6
11	-	-	-	-	0,8±0,4	3,1±0,8	2,4±1,2	2,7±0,5	7,3±1,5	5,8±2,2
12	-	-	-	-	0,4±0,4	0,8±0,4	2,3±1,1	1,1±0,4	4,5±1,1	2,5±1,4
13	-	-	-	-	0,4±0,4	0,4±0,3	1,8±1,0	1,1±0,4	2,4±0,9	1,6±1,1
14	-	-	-	-	0	0,8±0,4	1,1±0,6	0,6±0,2	1,4±0,7	0,8±0,8
15	-	-	-	-	0	0,4±0,3	0,6±0,6	0,7±0,3	1,0±0,6	-
16	-	-	-	-	0	-	0	-	0,7±0,5	-
17	-	-	-	-	0	0,2±0,2	-	-	0	-

те до сих пор исследовались лишь мезоны с энергией, не превышающей 20 Гэв.

Отмеченные особенности поведения множественности ливневых частиц можно проследить и в их дифференциальных распределениях, представленных в таблице III. Эти распределения хорошо согласуются с опытом, однако при  $T > 20$  Гэв теоретические величины оказываются систематически завышенными по сравнению с экспериментальными.

Различия в теоретических и экспериментальных характеристиках каскадных и испарительных частиц, рождающихся при  $T \gtrsim 5$  Гэв, проявляются особенно ярко, если рассмотреть корреляции этих частиц (см. рис. 2 и еще более наглядно на рис. 3).

Как видно, имеется вполне удовлетворительное согласие для  $\bar{n}_s(n_h)$  ниже  $T \approx 5$  Гэв. При больших энергиях вид расчетных функций заметно отличается от измеренного на опыте. В частности, при  $T = 22,5$  Гэв, на опыте не было обнаружено звезд с числом  $n_h > 40$ , тогда как в расчетах их число составляет  $\approx 7\%$ . В области  $T > 20$  Гэв расхождение между теорией и экспериментом на рис. 2 несколько маскируется тем обстоятельством, что расчетное значение  $\bar{n}_s$  превышает экспериментальное, и уменьшение  $\bar{n}_s(n_h)$  начинается при больших значениях  $n_h$ , чем, например, для  $T = 14$  Гэв.

Расхождение для зависимости  $\bar{n}_g(n_s)$  весьма разительное; уже при энергии 6,2 Гэв трудно говорить даже о качественном согласии с опытом. Прямые измерения  $\bar{n}_g(n_s)$  при меньших энергиях отсутствуют, однако можно ожидать, что характер корреляций при  $T = 3,2$  Гэв будет примерно такой же, как и при  $T = 1,87$  в случае пион-ядерных реакций, где соответствующие величины измерены /45/. Сравнение показывает, что при этих энергиях, действительно, среднее число  $g$ -следов падает с ростом  $n_s$ .

Следует отметить, что при анализе характеристики  $\bar{n}_h(n_s)$  расхождение проявляется в еще большей степени, хотя его характер остается прежним. Однако сравнение теории с опытом целесообразнее проводить для функции  $\bar{n}_g(n_s)$ , поскольку эта характеристика не зависит от неточностей расчета испарительной стадии взаимодействия.



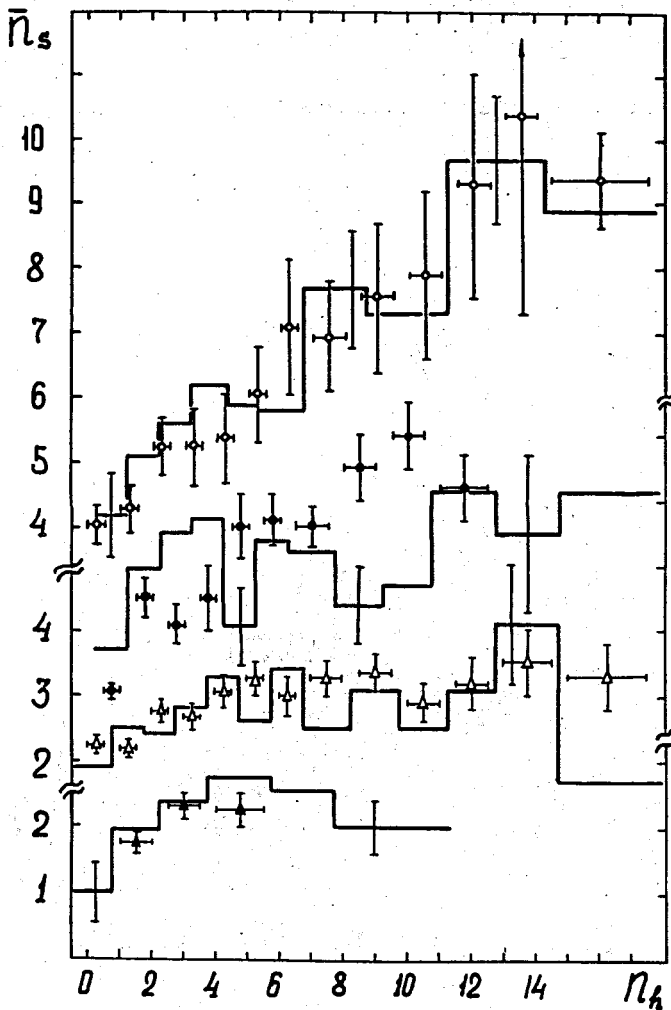


Рис.2. Зависимость средней множественности ливневых частиц  $\bar{n}_s$  от числа  $h$ -следов в звезде, образованной протоном с энергией  $T$ . Гистограммы - расчет для ядра  $^{70}\text{Ga}$ . Значками  $\circ$ ,  $\bullet$ ,  $\Delta$  и  $\blacktriangle$  нанесены экспериментальные данные соответственно для энергий  $T = 22,5$  /21/,  $14$  /26/,  $6,2$  /21/ и  $0,95$  /14/ ГэВ. Вследствие бедности экспериментальных данных для  $T = 0,95$  ГэВ вместо  $\bar{n}_s$  указаны теоретические и экспериментальные значения  $(\bar{n}_s + \bar{n}_g)$ . Значения  $\bar{n}_s$  в этом случае являются убывающей функцией  $n_h$ , и их значения более чем в два раза ниже приведенных на рисунке значений  $(\bar{n}_s + \bar{n}_g)$ .

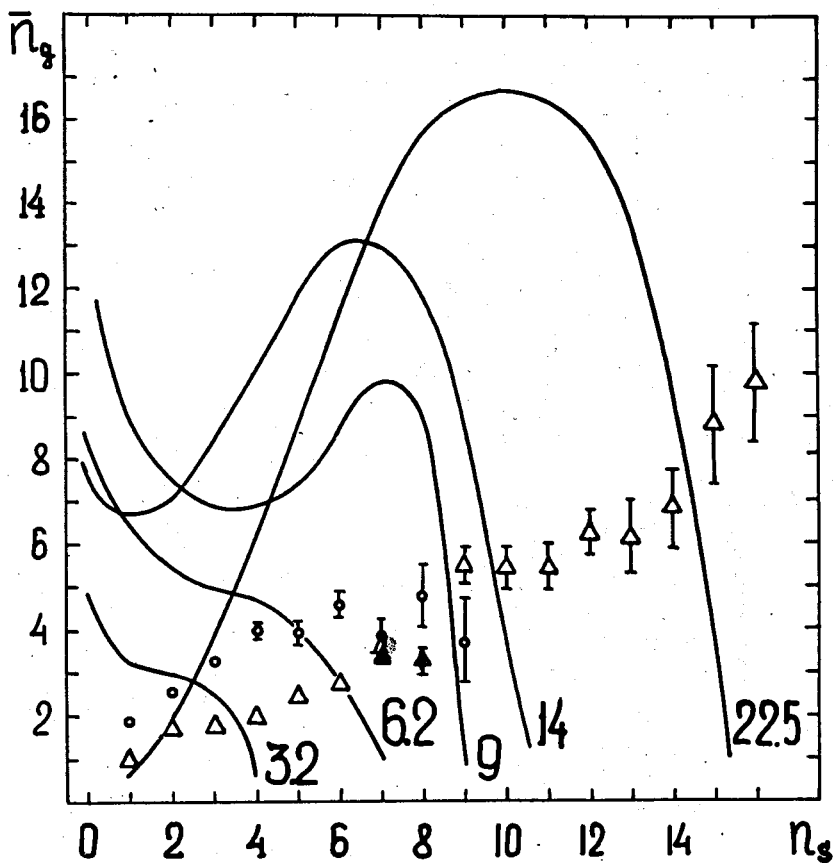


Рис.3. Зависимость средней множественности  $g$ -следов от числа ливневых частиц в звезде, образованной протоном в фотоэмульсии. Кривые - расчет для ядра  $^{70}\text{Ga}$ , цифра около кривой указывает энергию первичного протона (в Гэв). Кружками и треугольниками нанесены экспериментальные данные соответственно для  $T = 6,2$  и  $22,5$  Гэв [21].

### 3. Угловые и энергетические характеристики вторичных частиц

Известная нам сейчас информация об энергетических распределениях частиц в неупругих протон-ядерных столкновениях является весьма отрывочной.

На рис. 4 приведены энергетические спектры каскадных частиц. Расчетные значения оказываются очень близкими к измеренным на опыте. Лишь при  $T = 22,5$  Гэв заметно некоторое различие: теоретический спектр становится несколько мягче экспериментального (вычисленное значение среднего импульса составляет  $450_{+10}$  Мэв/с, а экспериментальное -  $476_{+11}$  Мэв/с <sup>/21/</sup>). Это особенно хорошо заметно для интегральных спектров на рис. 5.

Обращает на себя внимание, что существенное - при  $T = 22,5$  Гэв более, чем в два раза - различие экспериментальных и теоретических значений  $\bar{p}_g$  - сопровождается лишь незначительным - около 5% при  $T = 22,5$  Гэв - различием в средних импульсах  $g$ -частиц. Еще менее различаются расчетные и экспериментальные значения угловых характеристик  $g$ -частиц. Согласие с опытом здесь имеет место во всем диапазоне ускорительных энергий (см. рис. 6).

Энергия ливневых частиц измерена всего лишь при двух значениях энергии первичного протона. Результаты этих работ вместе с теоретическими кривыми представлены на рис. 7.

Спектр  $\pi$ -мезонов, измеренный при  $T = 9$  Гэв <sup>/46/</sup>, хорошо ложится на расчетную кривую. Результаты, полученные при  $T = 25$  Гэв, заслуживают более детального обсуждения.

Авторы работы <sup>/33/</sup>, анализируя интегральный спектр вторичных протонов, образованных в фотоэмульсии протонами с энергией 25 Гэв, отметили наличие "колена" в спектре  $N(>T_p)$  при  $T_p \approx 2$  Гэв. Соответствующий спектр вторичных  $\pi$ -мезонов при этом не имеет никаких особенностей. Сравнение расчетов с данными этой работы на рис. 7 показывает, что при учете реальных экспериментальных условий (отбор событий с  $p_h > 7$ ) каскадная теория достаточно хорошо воспроизводит энерги-

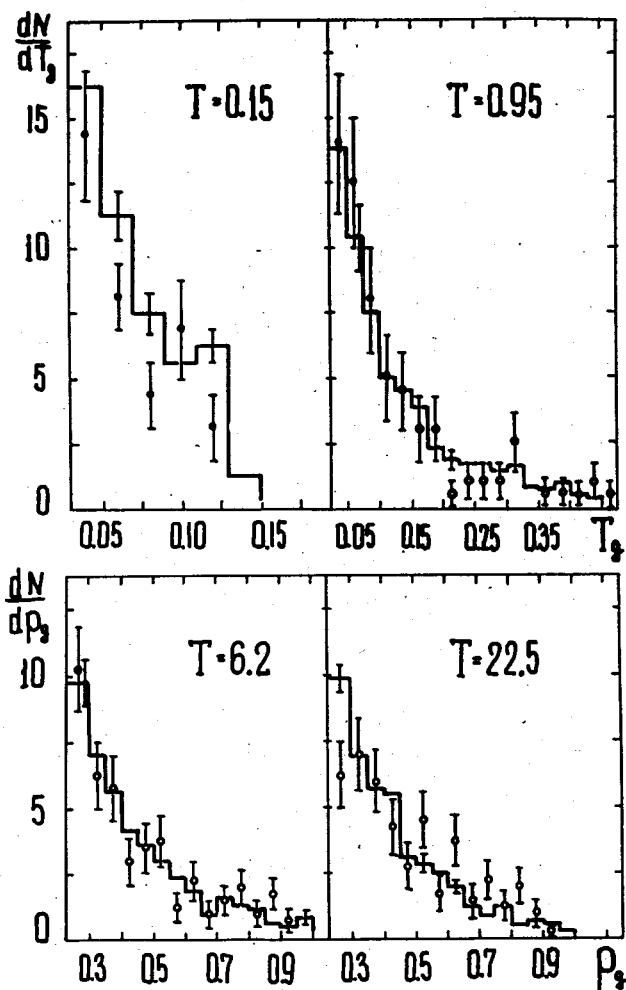


Рис.4. Энергетические и импульсные спектры для  $g$ -следов в звездах, образованных протонами с энергией  $T$  в фотоэмульсии (в произвольных единицах, значения  $T$  в Гэв). Гистограммы - расчет для ядра  $^{70}\text{Ga}$ . Экспериментальные точки взяты из работ [14,21,32].

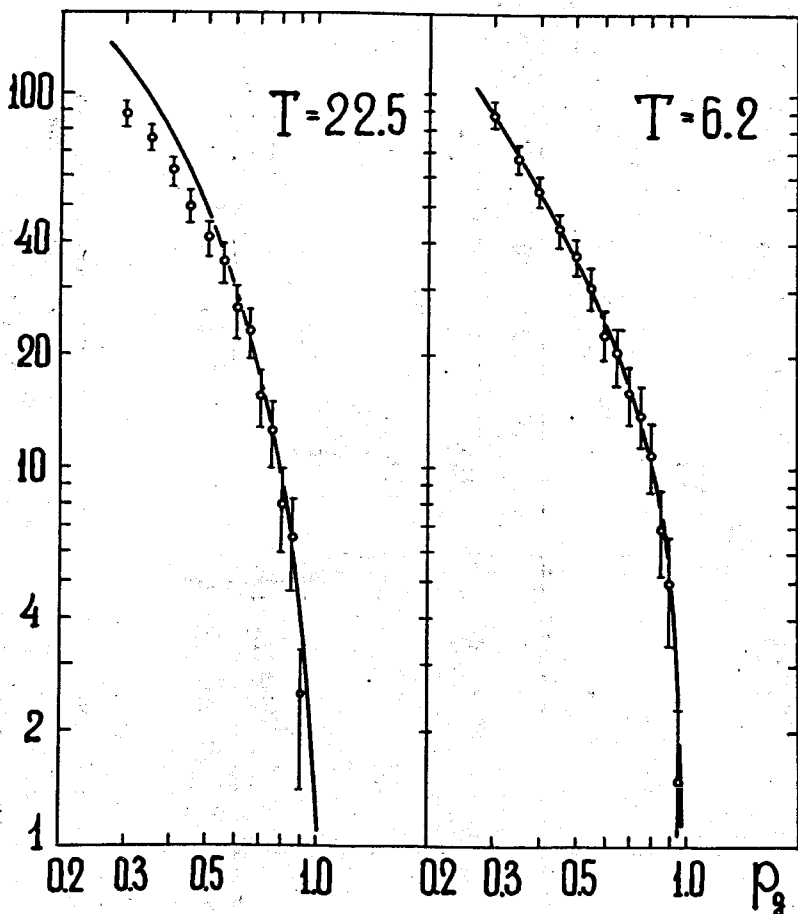


Рис.5. Интегральные спектры  $g$ -частиц  $N(>p) = \int_p^{p_{\max}} W(p) dp$ , соответствующие дифференциальным распределениям  $W(p)$ , изображенным на рис. 4. Кривые - расчет, экспериментальные точки взяты из работы [21].

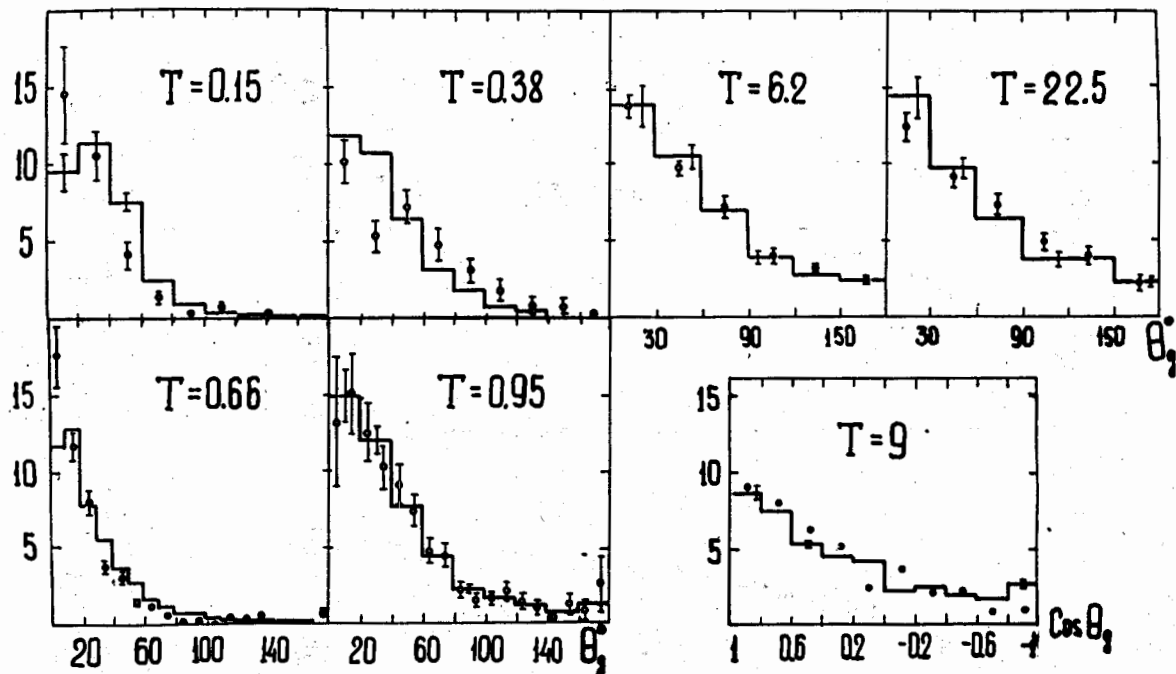


Рис.6. Угловые распределения  $\gamma$ -следов в звездах, образованных в фотоэмульсии протонами с энергией  $T$  (в произвольных единицах, значения  $T$  - в Гэв). Гистограммы - расчет для ядра  $^{70}\text{Ga}$ . Экспериментальные точки взяты из работ /10,12,14,21,32/.

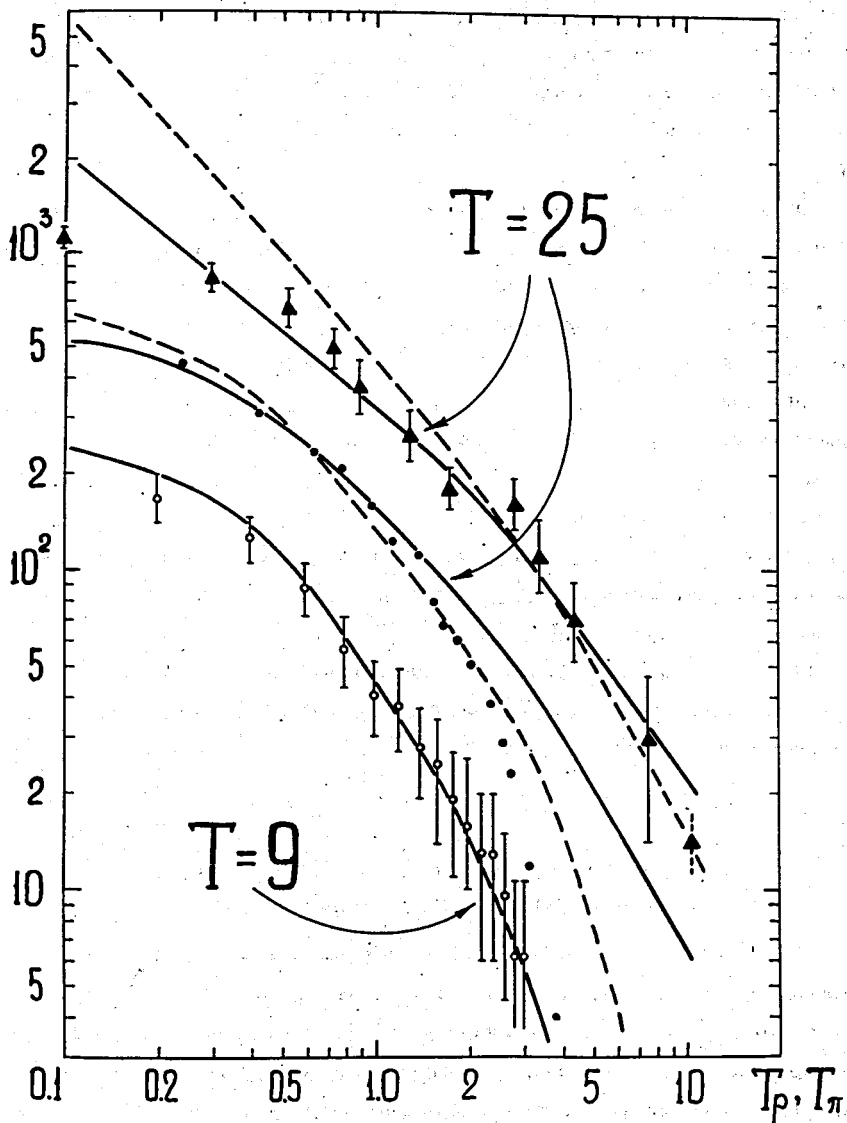


Рис.7. Интегральные энергетические спектры  $N(>T)$  вторичных частиц, образованных при облучении ядерной эмульсии протонами с энергией  $T$  (в произвольных единицах, энергия вторичных частиц - в Гэв). Сплошные кривые - расчет для ядра  $^{70}\text{Ga}$ . Пунктирные кривые - расчет для событий с  $n_h > 7$ . Экспериментальные точки (кружки - для  $\pi$ -мезонов, треугольники - для протонов) взяты из работ [30,33,46].

ческий спектр  $\pi$ -мезонов <sup>х)</sup>. В то же время интегральный спектр протонов согласуется с опытом лишь при  $T >_{\approx} 2$  Гэв, т.е. в области энергий, больших той, при которой в работе /33/ было обнаружено "коллено". С уменьшением энергии вторичных протонов расхождение увеличивается.

Следует отметить, что это расхождение не является чем-либо неожиданным. Действительно, протоны с  $T_p <_{\approx} 500$  Мэв составляют основную часть  $g$ -частиц, расчетный спектр которых, как мы видели выше, при высоких энергиях мягче экспериментального. Завышенное число ливневых протонов в интервале  $0,5 <_{\approx} T_p <_{\approx} 2$  Гэв, по-видимому, является отражением того факта, что теоретические значения  $\bar{p}_0$  при  $T > 20$  Гэв превышают экспериментальные; однако этот вопрос требует еще дальнейшего изучения.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что различие экспериментальных и расчетных данных кажется значительным лишь при сравнении интегральных спектров, дифференциальные распределения различаются уже не так заметно (ср. рис. 4 и 5.).

На рис. 8 приведены угловые распределения  $\alpha$ -следов. Во всех случаях (в том числе и при  $T > 20$  Гэв) каскадная теория вполне хорошо согласуется с опытом.

#### 4. Зависимость характеристик нуклон-ядерного взаимодействия от типа ядра-мишени

До сих пор мы ограничивались рассмотрением взаимодействий с фотоэмульсией; это было связано с тем, что лишь для фотоэмульсии имеется достаточно большое количество экспериментальных данных, позволяющее проследить изменение различных характеристик нуклон-ядерного взаимодействия в зависимости от величины энергии первичного протона.

Рассмотрим теперь, как зависят свойства неупругих нуклон-ядерных взаимодействий от типа ядра-мишени.

<sup>х)</sup> Незначительное расхождение при больших значениях  $T_\pi$  обусловлено тем, что в расчете присутствуют  $\pi$ -мезоны с энергией выше 4 Гэв, которые не были зарегистрированы на опыте.



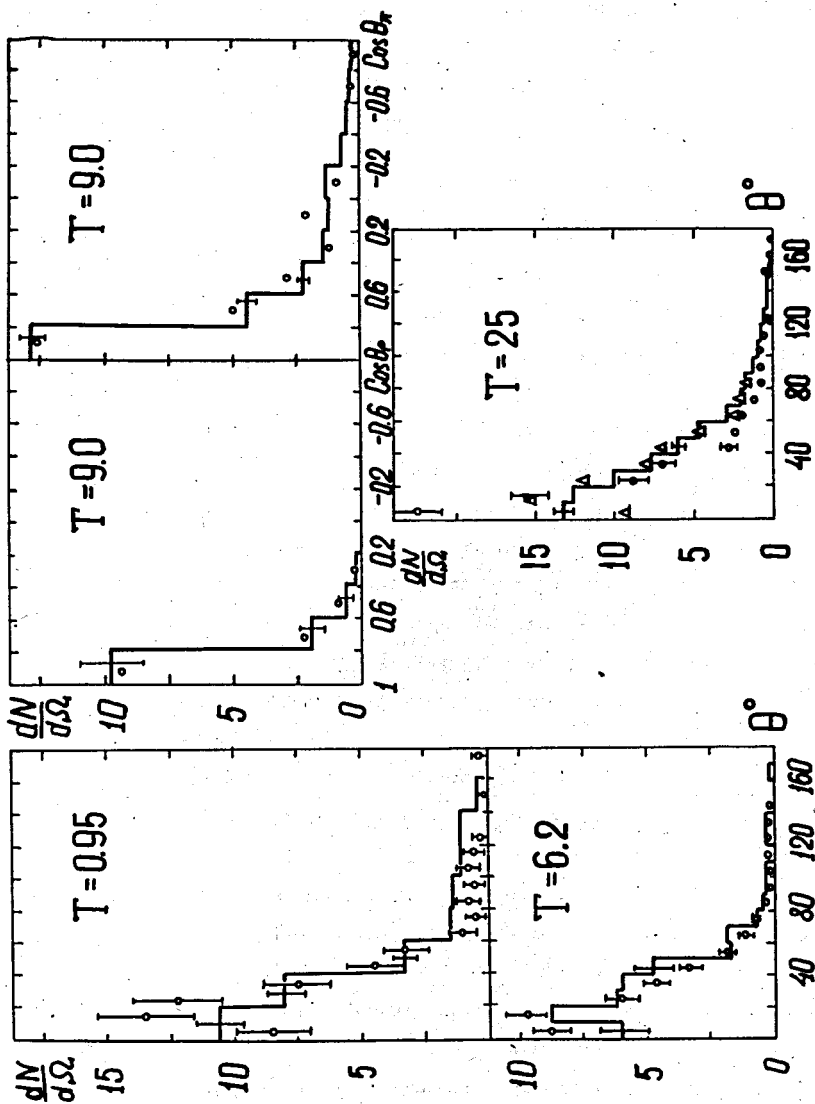


Рис.8. Угловые распределения следов ливневых частиц в фотоэмульсионных звездах, образованных протонами (в произвольных единицах, энергия первичных протонов  $T$  - в Гэв). Гистограммы - расчет для ядра  $^{70}\text{Ca}$ . Экспериментальные точки взяты из работ /14,21,34/.

В области энергий ниже порога мезообразования наши результаты оказываются весьма близкими к соответствующим расчетным данным Бертини, который уже выполнил достаточно детальное сравнение расчетов с опытом /34/ и установил хорошее согласие (см. также работы /35,36/), поэтому мы сейчас не будем касаться этой области энергий.

При больших энергиях наиболее полно неупругие нуклон-ядерные взаимодействия изучены при  $T = 660$  Мэв. На рис. 9 с опытом сравнивается зависимость от массового числа ядра-мишени  $A$  двух характеристик: полного сечения неупругих взаимодействий  $\sigma_{in}$  и числа рождающихся "испарительных" нейтронов  $\bar{n}$ .

Принимая во внимание разброс экспериментальных значений  $\sigma_{in}$ , следует признать, что каскадная теория дает достаточно точные сечения  $\sigma_{in}$ .

Сравнивая с опытом число нейтронов  $\bar{n}$ , следует помнить, что часть экспериментальных данных, приведенных на рис. 9, получена в космических лучах с использованием толстых мишеней /41/, что приводит к завышенным значениям  $\bar{n}$ ; остальные экспериментальные точки на рис. 9 взяты из работы /40/, где под "испарительными" нейтронами понимали все нейтроны, летящие в угол, больший  $30^\circ$ . В действительности под такими углами летит также и значительная часть каскадных частиц; учет этого обстоятельства существенно улучшает согласие теории с опытом.

Угловые распределения быстрых нуклонов ( $T_N > 60$  Мэв), выбитых протонами из ядер углерода, алюминия и урана, изображены на рис. 10.

При общем хорошем согласии теории и эксперимента обращает на себя внимание подъем в области больших углов, который проявляется даже для тяжелых ядер. Этот подъем обусловлен, в основном, нуклонами отдачи, образованными в неупругих внутриядерных N-N столкновениях (см. пунктирную гистограмму для углерода).

Следует подчеркнуть, что согласие наблюдается не только в форме угловых распределений, но и в абсолютных значениях: для углерода, алюминия и урана в расчете на один первичный протон теория дает соот-

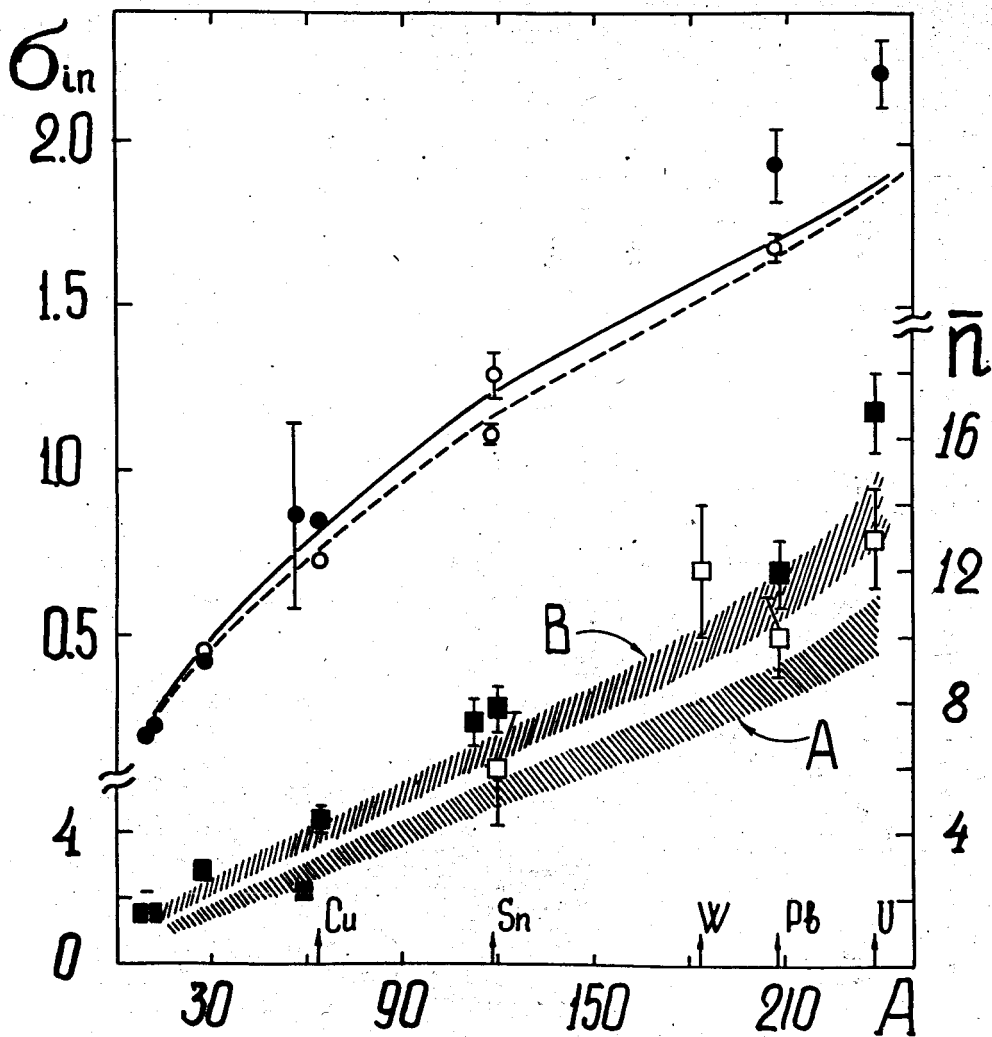


Рис.9. Зависимость сечения неупругого взаимодействия  $\sigma_{in}$  (в барнах) и среднего числа рождающихся низкоэнергетических нейтронов на один акт взаимодействия от массового числа  $A$ . Энергия первичного протона  $T = 660$  Мэв. Сплошная кривая - расчет  $\sigma_{in}$  (A). Пунктир - аппроксимация экспериментальных сечений, выполненная с помощью оптической модели, параметры которой наилучшим образом согласуются со всей совокупностью имеющихся экспериментальных данных /37/. Заштрихованные области указывают неопределенности расчета  $\bar{n}$ : А - для нейтронов с  $T_n < 30$  Мэв, В - для той части всех нейтронов, которые вылетают под углами  $> 30^\circ$ . Значками  $\bullet$  и  $\circ$  нанесены экспериментальные значения  $\sigma_{in}$  соответственно при  $T = 650$  и  $860$  Мэв /38,39/. Значками  $\blacksquare$  и  $\square$  нанесены экспериментальные точки для  $\bar{n}$  соответственно из работ /40,41/.

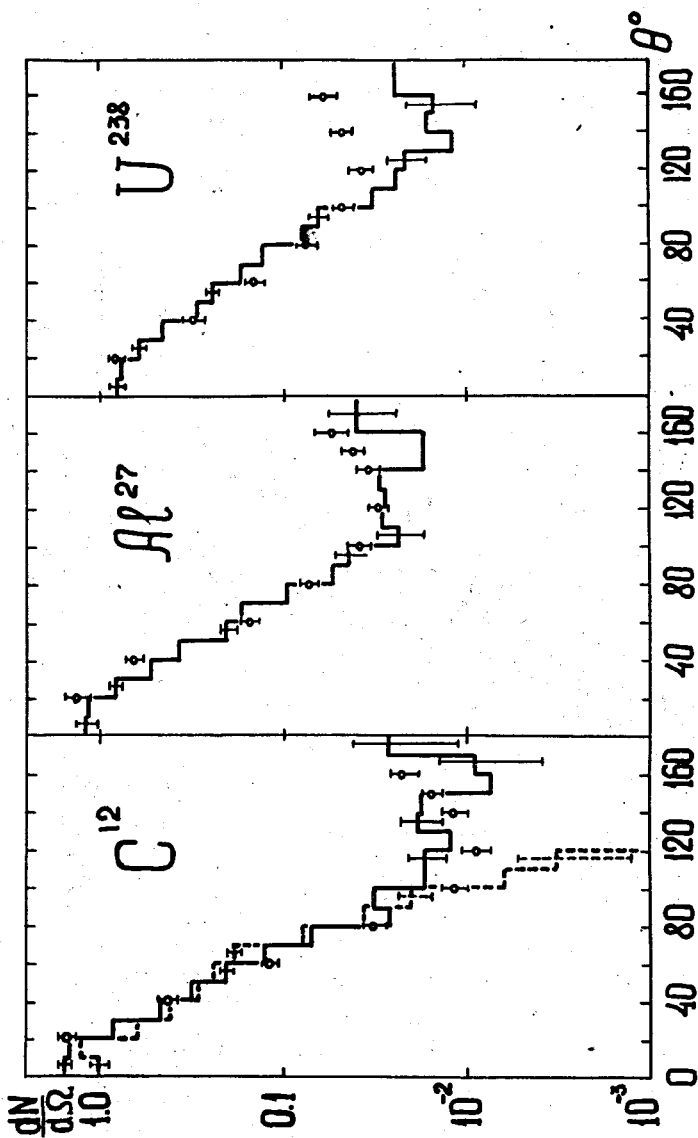


Рис.10. Угловые распределения нуклонов с энергией  $T_N > 60$  Мэв, обр-азованных при взаимодействии с различными ядрами протонов с энергий 660 Мэв (в единицах нуклон/Мэв·стерад. в расчете на один первичный протон). Гистограммы - расчет по каскадной теории; пунктиром для ядра  $^{12}\text{C}$  показан результат расчета без учета неупругих  $N - N$  взаимодействий. Экспериментальные точки взяты из работы /42/.

ветственно  $2,14 \pm 0,07$ ;  $2,16 \pm 0,07$  и  $1,90 \pm 0,06$  нуклонов с энергией  $T_N > 60$  Мэв, что в пределах статистических ошибок прекрасно согласуется с экспериментальными значениями  $2,4 \pm 0,3$ ;  $2,5 \pm 0,3$  и  $1,75 \pm 0,3$  <sup>/42/</sup>.

В работе <sup>/43/</sup> для нескольких ядер были измерены энергетические спектры протонов под различными углами  $\theta$  к направлению пучка первичных протонов. На рис. 11 эти результаты для случая ядер углерода и урана при  $\theta = 18^\circ$ ,  $24^\circ$  и  $30^\circ$  сравниваются с теоретическими величинами. Как видно, и в этом случае согласие вполне удовлетворительное. Близкими оказываются и абсолютные значения. Так, для выхода протонов с энергией  $T_p > 60$  Мэв из ядер  $^{238}\text{U}$  под указанными выше углами теория дает соответственно  $1,00 \pm 0,12$ ;  $0,95 \pm 0,10$  и  $0,64 \pm 0,07$  барн/стерад., что очень близко к экспериментальным значениям  $0,900 \pm 0,045$ ;  $0,716 \pm 0,036$  и  $0,592 \pm 0,030$  барн/стерад. <sup>/43/</sup>. Для сравнения спектров частиц, вылетающих под меньшими углами, необходимо учитывать уже дифракционное рассеяние протонов, которое регистрировалось в работе <sup>/43/</sup> и влияние которого, как отмечают авторы этой работы, весьма существенно при  $\theta < 18^\circ$ .

## 5. Заключение

Из сопоставления данных, приведенных в предыдущих разделах, мы можем заключить, что каскадно-испарительная модель хорошо передает все основные качественные и количественные черты неупругих нуклон-ядерных взаимодействий. Отклонения от общепринятой модели начинают проявляться в характеристиках низкоэнергетической компоненты рождающихся частиц при энергиях  $T \geq 5$  Гэв. Характер этих отклонений, в общем, тот же, что и в случае мезон-ядерных столкновений.

В области  $T > 20$  Гэв намечается расхождение и для множественности ливневых частиц.

Качественно обнаруженные расхождения можно объяснить уменьшением плотности выбиваемых внутриядерных нуклонов по мере развития каскада. При этом находит свое объяснение и хорошее согласие расчетных и экспериментальных угловых распределений  $g$ -частиц; поскольку

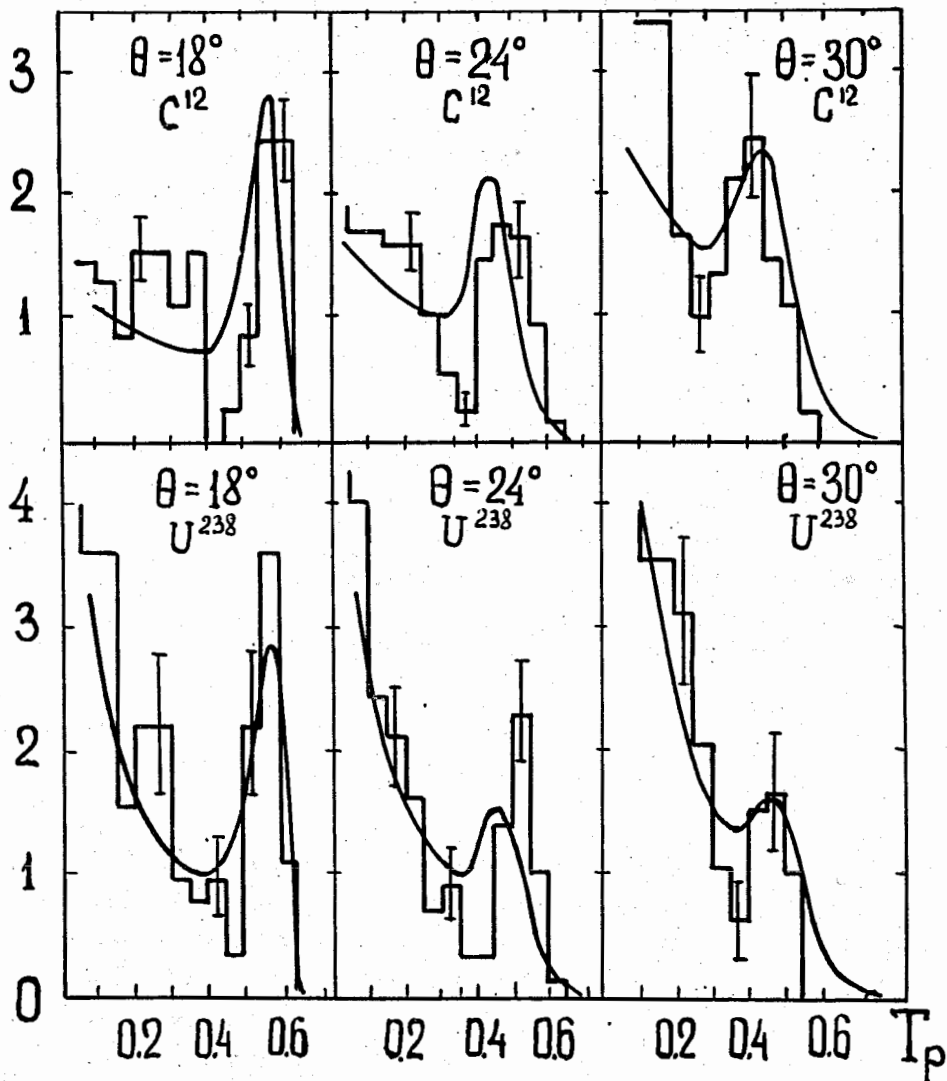


Рис.11. Энергетические спектры вторичных протонов, вылетевших из ядер углерода и урана под углом  $\theta$  ( в произвольных единицах, энергиях  $T_p$  - в Гэв). Энергия первичных протонов  $T = 660$  Мэв. Гистограммы - расчет по каскадной теории. Пунктирные кривые проведены через экспериментальные значения из работы /43/.

угловые распределения рассеянных нуклонов при энергиях, меньших нескольких сотен Мэв (именно такова энергия  $g$ -частиц), практически изотропны, то увеличение или уменьшение числа  $N-N$  столкновений не сказывается на углах вылета  $g$ -частиц.

Все эти вопросы требуют еще, конечно, тщательного теоретического и экспериментального исследования. В частности, интересную возможность в этом направлении открывает изучение зависимости среднего числа  $g$ -следов от числа ливневых частиц в звезде; эта характеристика, по-видимому, наиболее чувствительна к отмеченному выше изменению механизма взаимодействия, а ее расчет не связан с предположением о том, каким образом остаточное ядро снимает свое возбуждение.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ P2-4302, Дубна, 1969.
2. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Acta Phys. Polonica (в печати); препринт ОИЯИ P2-4065, 1968.
3. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Acta Phys. Polonica (в печати).
4. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ P2-4066, 1968.
5. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ P2-4313, 1969.
6. P.E.Hodgson, Phil. Mag., 45, 190 (1954).
7. В.И. Остроумов. ЖЭТФ, 32, 3 (1957).
8. A.M.Perry. Phys. Rev., 82, 307 (1951).
9. J.Friedman (цитируется по N.Metropolis et al. Phys. Rev., 110, 185 (1958)).
10. G.Bernardini, E.T.Booth, S.J.Lindenbaum. Phys. Rev., 85, 826 (1952).
11. A.D.Sprague. Phys. Rev., 94, 994 (1954).
12. Е.Л. Григорьев, Л.П. Соловьева. ЖЭТФ, 31, 932 (1956).
13. W.O.Lock, P.V.March. Proc. Roy. Soc., A230, 222 (1955).

14. W.O.Lock, P.Vs.March, R.McKeague, Proc. Roy. Soc., A230, 368 (1955).
15. M.Widgoff, C.P.Leavitt, A.M.Shapiro, L.W.Smith, C.E.Swartz. Phys. Rev., 92, 851 (1953).
16. W.R.Johnson, Phys. Rev., 99, 1049 (1955).
17. P.L.Jain, H.C.Glahe, J.D.Rinaldo, P.D.Bharadwaj. Nucl. Phys., 67, 641 (1965).
18. P.E.Cavanaugh, D.M.Masidin, M.Schein. Phys. Rev., 100, 1263 (1955).
19. B.Y.Rajopadhye. Phil. Mag., 5, 537 (1960).
20. H.Winzeler, B.Klaiber, W.Koch, M.Nicolic̆, M.Schneeberger. Nuovo Cim., 17, 8 (1960).
21. H.Winzeler. Nucl. Phys., 69, 661 (1965).
22. P.L.Jain, H.C.Glane. Phys. Rev., 116, 458 (1959).
23. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, Т. Вишки, Ю.П. Мереков, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ 38, 432 (1960).
34. V.S.Barashenkov, V.A.Beliakov, V.V.Glagolev, N.Dalkhazhav, Yao Tsyng Se, L.F.Kirillova, R.M.Lebedev, V.M.Maltsev, P.K.Markov, M.G.Shafranova, K.D.Tolstov, E.N.Tsuganov, Wang, Shou Feng. Nucl. Phys., 14, 522 (1959/60).
25. E.Balea, E.M.Friedlander, C.Potoceanu, M.Sahini. Nuovo Cim., 25, 214 (1962).
26. C.Brieman, M.Csejthey-Barth, J.P.Lagnaux, J.Sacton. Nuovo Cim., 20, 1017 (1961).
27. H.Meyer, M.W.Teucher, E.Lohrmann. Nuovo Cim., 28, 1399 (1963).
28. W.Enge. Z. Physik 185, 456 (1965).
29. A.Barbaro-Galtieri, A.Manfredini, B.Quassiani, C.Castagnoli, A.Gainotli, I.Ortalli. Nuovo Cim., 21, 469 (1961).
30. Н.П. Богачев, Ван Шу-фень, И.М. Граменицкий, Л.Ф. Кириллова, Р.М. Лебедев, В.Б. Любимов, П.К. Марков, Ю.П. Мереков, М.И. Подгорецкий, В.М. Сидоров, К.Д. Толстов, М.Г. Шаfranова. АЭ, 4, 281 (1958).



31. Y.K.Lim. Nuovo Cim., 26, 1221 (1962).
32. G.C.Morrison, H.Muirhead, W.G.V.Rosser. Phi. Mag., 44, 1236 (1953).
33. G.K.Rao, P.D.K.Rao, A.A.Kamal. Canad. J.Phys., 45, 3211 (1967).
34. H.W. Bertini. Report ORNL-3383, Oak Ridge 1963; Phys. Rev., 131, 1801 (1963); Phys. Rev., 171, 1261 (1968).
35. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, В.Д. Тонеев. Изв. АН СССР, 30, 323 (1966).
36. В.Д. Тонеев. ОИЯИ Б1-2245 (1965); Б1-2740 (1966); Б1-2812 (1966).
37. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ Р2-4183, 1968.
38. В.Н. Москалев, Б.В. Гавриловский. ДАН СССР 110, 972 (1956).
39. F.F.Chen, C.P.Lewitt, A.M.Shapiro. Phys. Rev., 99, 857 (1955).
40. Р.Г. Васильков, Б.Б. Говорков, В.И. Гольданский, В.А. Коньшин, О.С. Лупандин, Е.С. Матусевич, Б.А. Пименов, С.С. Прохоров, С.Г. Цыпин. ЯФ, 7, 88 (1967).
41. M.Bercovitch, H.Carmichael, G.Hanna, E.Hincks. Phys. Rev., 119, 412 (1960).
42. В.А. Коньшин, Е.С. Матусевич, В.И. Регушевский. ЯФ, 4, 337 (1966).
43. Л.С. Ажгирей, И.К. Вэоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, Р.М. Рындин, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 36, 1631 (1959).
44. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov, S.M.Ellseev. Nucl. Phys., B6, 11 (1968).
45. В.Е.Ронне, О.Даниелсон. Arkiv för Fysik 22, 175 (1962).
46. Ю.Т. Лукин, Ж.С. Такибаев, Е.В. Шалагина. ЖЭТФ, 38, 1074 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 апреля 1969 года.