

5384 / 2-78

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



11/11-78

Б-245

P2 - 11789

В.С.Барашенков, Б.Ф.Костенко

РЕАЛИЗУЕТСЯ ЛИ КАСКАДНЫЙ МЕХАНИЗМ
ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ?

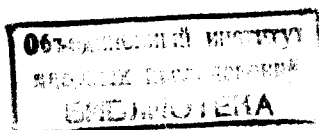
1978

P2 - 11789

В.С.Барашенков, Б.Ф.Костенко

РЕАЛИЗУЕТСЯ ЛИ КАСКАДНЫЙ МЕХАНИЗМ
ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ?

Направлено в *"Acta Physica Polonica"*



Барашенков В.С., Костенко Б.Ф.

P2 - 11789

Реализуется ли каскадный механизм ядерных взаимодействий в области высоких энергий?

Экспериментальные данные по неупругим взаимодействиям мезонов и нуклонов с ядрами проанализированы в рамках модели внутриядерных каскадов с целью выделить пункты, где модель противоречит опыту и требует дальнейшего усовершенствования. Можно утверждать, что, по крайней мере, до энергий $T=100$ ГэВ в настоящее время нет достаточных оснований для постулирования каких-либо существенно новых механизмов внутриядерных взаимодействий, хотя с учетом увеличившегося объема и точности экспериментальной информации используемые программы каскадных расчетов требуют уточнения и большей детализации. В частности, при $T \approx 10$ ГэВ для хорошего согласия с экспериментом необходимо принимать во внимание процессы, при которых с одним внутриядерным нуклоном взаимодействует сразу несколько каскадных частиц. В области энергий порядка сотен ГэВ без учета таких процессов можно получить согласие с опытом лишь грубо-количественно в основных характеристиках, с точностью до фактора 1,5-2.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Barashenkov V.S., Kostenko B.F.

P2 - 11789

Is the Cascade Mechanism of Nuclear Interactions Realized in the High Energy Region?

Experimental data on inelastic meson and nucleon interactions with nuclei have been analyzed within the framework of internuclear cascades to separate out the points, where the model is at variance with the experience and requires further improvement. It is possible to state, that at least up to $T \approx 100$ GeV energy at present there is no sufficient basis to postulate some essentially new internuclear interactions, although taking into account the increased volume and accuracy of experimental data, programs of cascade calculations require making more precise and large detailing. In particular, already at $T \approx 10$ GeV for a good agreement with the experiment it is necessary to take into account the processes, with which some cascade particles interact at once with an internuclear nucleon. In the region of energies of a hundred GeV without considering such processes it is possible to obtain the agreement with the experiment only rough-quantitatively in main characteristics with the accuracy up to factor 1,5-2.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

Многими авторами было показано, что каскадная модель, в которой взаимодействие налетающей частицы с ядром представляется в виде ветвящейся последовательности /"дерева"/ упругих и неупругих взаимодействий рождающихся и рассеивающихся частиц в непрерывной внутриядерной среде, хорошо согласуется с опытом в широкой области энергий от нескольких десятков $MэВ$ до нескольких $ГэВ/см.$ работы¹⁻⁸, где указана подробная библиография/. Однако при $T \geq 3-5$ $ГэВ^*$, а для легких ядер уже при $T \geq 1$ $ГэВ$ начинают проявляться быстро увеличивающиеся с ростом T расхождения расчетных и экспериментальных данных: в модели лавина вторичных частиц оказывается значительно более мощной, чем на опыте.

Противоречие удалось устранить путем учета дискретного распределения центров внутриядерных нуклонов, число которых уменьшается в процессе развития каскадной лавины благодаря выбиванию их каскадными

*Здесь и везде ниже T - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат. ¹ - кинетическая энергия одной из вторичных частиц.

Индексами s и g будем отмечать величины, относящиеся соответственно к частицам с тонкими и серыми следами; индексом h будем отмечать суммарные данные для частиц с серыми и черными следами. Символом E_m будем обозначать среднее ядро фотоэмульсии /без водорода/, символами LE_m и HE_m - средне-легкое (CNO) и средне-тяжелое (Ag, Br) ядра фотоэмульсии.

частицами /так называемый "трейлинг"/. Результаты таких расчетов, выполненных в 1970-73 гг., хорошо согласовались с известной в то время экспериментальной информацией для области ускорительных энергий $T \leq 30 \text{ ГэВ}^{/2,8-10/}$.

Ситуация в области больших энергий оставалась менее ясной. В работах^{/8-10/} каскадную модель с учетом трейлинга удалось согласовать с результатами фотоэмulsionных измерений вплоть до энергий $T \approx 100 \text{ ГэВ}$, существенное завышение расчетной множественности рождающихся частиц по сравнению с экспериментом отмечалось лишь при $T > 100 \text{ ГэВ}$. Однако известная в то время экспериментальная информация о взаимодействии частиц с ядрами при $T \approx 30 \div 100 \text{ ГэВ}$ была ограничена небольшим числом средних характеристик, а заложенные в основу расчетов данные о $(\pi-N)$ - и $(N-N)$ -взаимодействиях в этой области энергий были весьма неточными, что позволяло в довольно широких пределах варьировать результаты каскадных расчетов. Использование в работе^{/11/} более точных данных для внутриядерных $(\pi-N)$ - и $(N-N)$ -столкновений показало, что каскадная теория дает приблизительно 30%-ное завышение множественности ливневых частиц уже при $T \approx 60-80 \text{ ГэВ}$. Завышенными по сравнению с экспериментом, особенно для низкоэнергетических g - и h -частиц, значения множественности оказались и в варианте каскадной теории с многочастичными взаимодействиями, когда с одним внутриядерным нуклоном могло взаимодействовать сразу несколько каскадных частиц^{/1,11,12/}. Обнаруженные расхождения послужили основой для утверждения ряда авторов о принципиальной неприменимости идеи внутриядерного каскада в области высоких энергий /см., например,^{/13-16/}. Для объяснения эксперимента стали предлагаться различные гипотетические модели /например, работы^{/13,14/}, где предполагается существование особых, слабо взаимодействующих состояний π -мезона и нуклона/.

Насколько обоснован вывод о неприменимости каскадного механизма в области энергий $T \gg 10 \text{ ГэВ}$? В настоящее время в этой области имеются более надежные

и значительно более детальные экспериментальные данные, чем 5-10 лет назад, когда были выполнены обсуждаемые в литературе каскадные расчеты. Это позволяет провести более точные вычисления и более обстоятельное сравнение их с экспериментом, для того чтобы выделить те пункты, где каскадная модель действительно существенно противоречит опыту и требует нетривиального изменения. Такой анализ и является целью нашей статьи.

Расчеты основаны на каскадно-испарительной модели с трейлингом, использовавшейся ранее в работах^{/7,8/}. Дополнительно учтен вклад предшествующих испарительной стадии нестационарных процессов распада возбужденных остаточных ядер. Эта часть расчетов выполнена в соответствии с работами^{/17,18/}. В области $T < 20 \text{ ГэВ}$ внутриядерные $(\pi-N)$ - и $(N-N)$ -взаимодействия моделировались по правилам, описанным в^{/1/}. При больших энергиях выделялась вылетающая под малым углом лидирующая частица, энергия которой определялась монтекарловским розыгрышем экспериментального распределения коэффициента неупругости; параметры остальных частиц разыгрывались по экспериментальным угловым и энергетическим распределениям тем же методом, что и при $T < 20 \text{ ГэВ}$ *. Во всех случаях моделирование $(\pi-N)$ - и $(N-N)$ -взаимодействий производилось таким образом, чтобы в каждом акте взаимодействия точно выполнялись законы сохранения энергии и импульса.

Экспериментальные данные по ядерным взаимодействиям в настоящее время имеются как для протонов, так и для π -мезонов. Поскольку, однако, выводы, которые можно сделать из сравнения расчетов с экспериментом, в этих случаях получаются практически одинаковыми, мы ограничимся далее в основном только протон-ядерными взаимодействиями.

* Способ моделирования высокоэнергетических $(\pi-N)$ - и $(N-N)$ -взаимодействий является усовершенствованным вариантом метода, использовавшегося в работах^{/10,19/}, с более точными коэффициентами.

2. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Как видно из рис. 1, средняя теоретическая и экспериментальная множественности ливневых частиц $\langle n_s \rangle$ хорошо согласуются вплоть до $T \approx 30$ ГэВ. При больших энергиях теория дает завышенную множественность, и различие с опытом сильнее проявляется в тяжелых ядрах. Однако значительным это различие становится лишь в области $T > 100$ ГэВ. При $T = 200$ ГэВ расчетное значение $\langle n_s \rangle$ для группы легких ядер фотоэмульсии приблизительно в полтора, а для тяжелых ядер фотоэмульсии в два раза превосходит экспериментальную величину $\langle n_s \rangle$.

В некоторых работах /см., например, ^{13,14/} как один из важных аргументов против каскадной модели указывается отсутствие энергетической зависимости измеряемых на опыте значений R_A - отношения средней множественности ливневых частиц, образующихся при взаимодействии с ядром А, к среднему числу заряженных вторичных частиц в неупругом (p-p) - взаимодействии при той же энергии Т. В действительности зависимость $R_A(T)$ становится очень слабой лишь при энергиях, больших нескольких сотен ГэВ*, в области же $T < 100$ ГэВ экспериментальные значения R_A как это видно из рис. 2, обнаруживают значительные изменения в зависимости от энергии первичной частицы в соответствии с результатами каскадной модели /в то же время это противоречит выводам, полученным в работах ^{13,14/} на основе гипотезы об аномальных свойствах быстрых адронов внутри ядра/.

Значительно хуже каскадная модель согласуется с экспериментальными данными для низкоэнергетических частиц. Хотя ход кривых на рис. 1 передает наблюдаемое в эксперименте сильное ослабление энергетической зависимости $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_h \rangle$ в области высоких энергий, абсолютные значения расчетной множественности

*При $T = 200, 300, 400$ ГэВ в расчете на среднее ядро фотоэмульсии $R_A = 1,71 \pm 0,04; 1,78 \pm 0,04; 1,78 \pm 0,04$ /^{30/}.

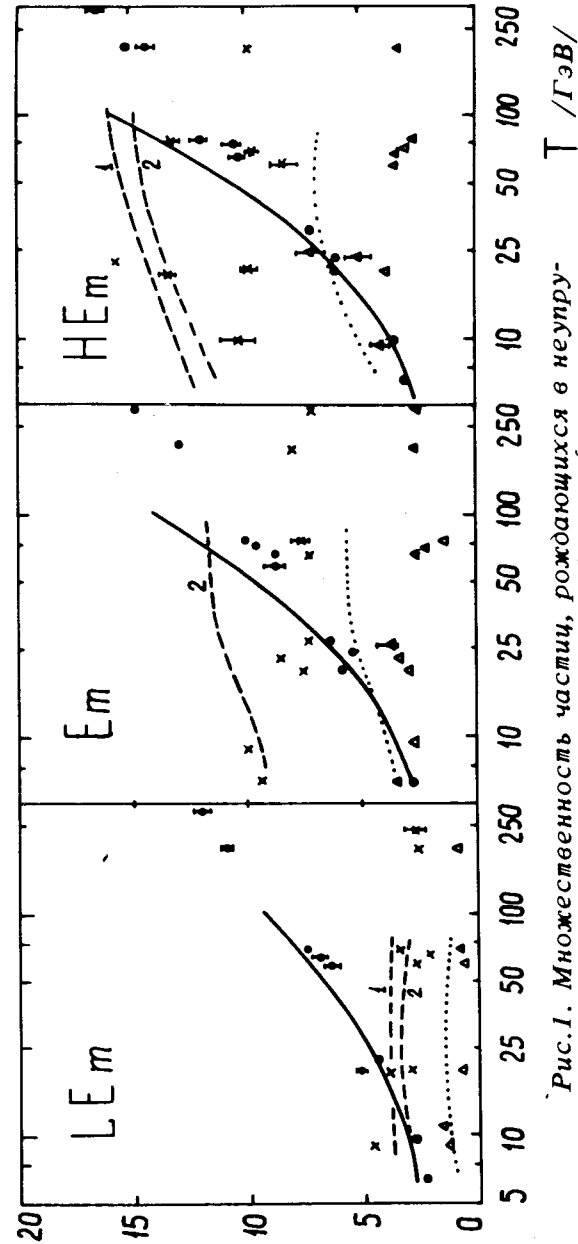


Рис. 1. Множественность частиц, рождающихся в неупругих взаимодействиях протонов с ядрами фотоэмульсии. Значками \bullet, Δ, \times показаны экспериментальные значения $\langle n_s \rangle, \langle n_g \rangle, \langle n_h \rangle$ из работ /20-28/ и таблиц монографии /1/ часть значений усреднена/. Сплошные, пунктирные и пунктирные кривые - соответствующие расчетные данные: 1 - расчет без учета нестационарных процессов распада возбужденных ядер, 2 - расчет с учетом таких процессов /пунктирные кривые 1 и 2 для g-частиц практически не различаются/.

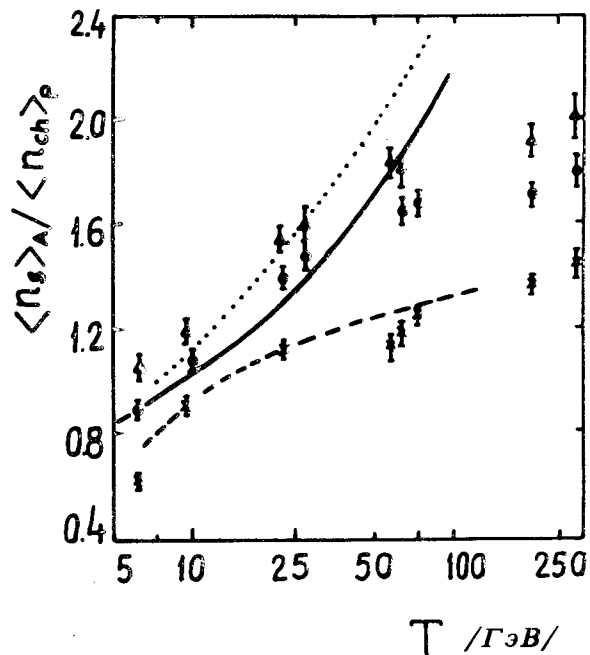


Рис.2. Зависимость отношения R_A от энергии первичных протонов. Значками \times, \bullet, Δ нанесены экспериментальные значения для LE_m, E_m и HE_m [1, 20-29]. Пунктирная, сплошная и точечная кривые - соответствующие теоретические данные.

значительно превосходят экспериментальные значения. Для тяжелых ядер различия заметны уже при $T=10$ ГэВ.

В области высоких энергий теоретический каскад оказывается слишком разветвленным, даже если учесть возрастание "прозрачности" ядра за счет выбивания части его нуклонов. Этот вывод можно считать установленным достаточно надежно.

Если данные для легких и тяжелых ядер аппроксимировать зависимостью $\langle n \rangle \approx A^a$, где A - массовое число ядра-мишени, то в соответствии с экспериментом для низкоэнергетических частиц показатель $a = \ln(A_{тяж.} / A_{лег.}) / \ln(\langle n \rangle_{тяж.} / \langle n \rangle_{лег.})$ оказывается в несколько раз большим, чем для ливневых частиц. Это объясняется различием механизмов образования s, g - и h -частиц /см. /1/.

На рис. 3 и 4 показаны корреляции множественности ливневых и низкоэнергетических частиц при $T=70$ ГэВ. Расхождения с опытом проявляются в звездах с большим числом лучей. Моделированные звезды содержат излишнее число как s -, так и g -частиц /последние состоят в основном из протонов отдачи/. Это снова указывает на слишком большую разветвленность теоретических каскадов. В области $T \approx 30$ ГэВ теория и эксперимент согласуются значительно лучше [2].

Еще одной характеристикой множественности рождающихся частиц, часто рассматриваемой в экспериментальных работах, является относительная дисперсия $D_s^2 = \langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2 / \langle n_s \rangle$, которая в пределах 3% ных погрешностей измерений остается постоянной в широком интервале энергий, от нескольких ГэВ до нескольких сотен ГэВ.

В каскадной модели величина $D_s^2 / \langle n_s \rangle$ медленно возрастает при увеличении энергии T /см. таблицу 1/. Следует, однако, иметь в виду, что во всех рассматривавшихся до сих пор вариантах каскадных теорий расчет $(\pi-N)$ и $(N-N)$ -взаимодействий производится без подгонки дисперсии множественности рождающихся частиц к ее экспериментальному значению. В частности, при нашем способе моделирования элементарных взаимодействий различие расчетных и наблюдаемых значений $D_s^2 / \langle n_s \rangle$ в области $T=10-70$ ГэВ достигает 20-30%. Расхождение теоретических и экспериментальных величин в таблице 1 в значительной степени обусловлено именно этим обстоятельством.

На рис. 5а показана рассчитанная с помощью каскадной модели зависимость $\Lambda_s(n_h) = D_s(n_h) / \langle n_s(n_h) \rangle^2$ для фотоэмульсионных звезд с различным числом h -частиц n_h . Величина Λ_s уменьшается с ростом n_h . Подобное уменьшение, отражающее снижение относительной дисперсии при увеличении числа внутриядерных столкновений, - отличительная черта каскадного механизма адрон-ядерных взаимодействий, противоречащая, как это подчеркивается в работах [14, 15], наблюдаемому на опыте почти постоянным значениям $\Lambda_s(n_h)$. Однако из сравнения рис. 5а и 5б видно, что расчетный градиент изменения

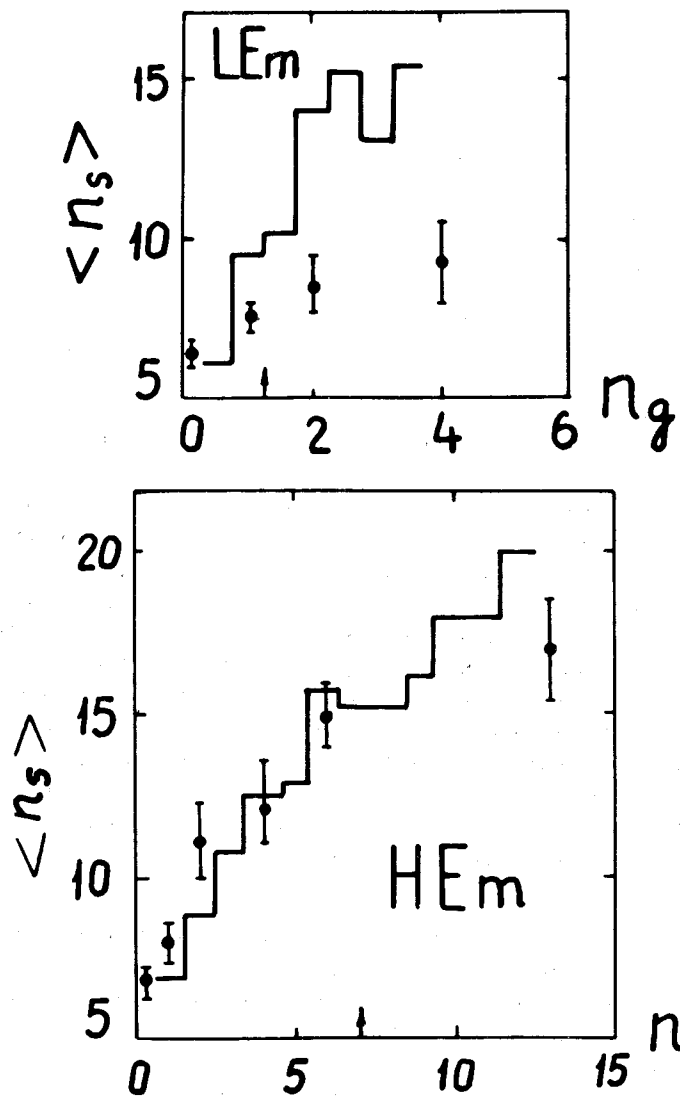


Рис.3. Средняя множественность ливневых частиц в звездах с различным числом серых лучей. Энергия первичных протонов $T=70$ ГэВ.
Гистограмма - расчет, точки - экспериментальные значения/20/. Стрелками на оси n_g указаны значения $\langle n_g \rangle$.

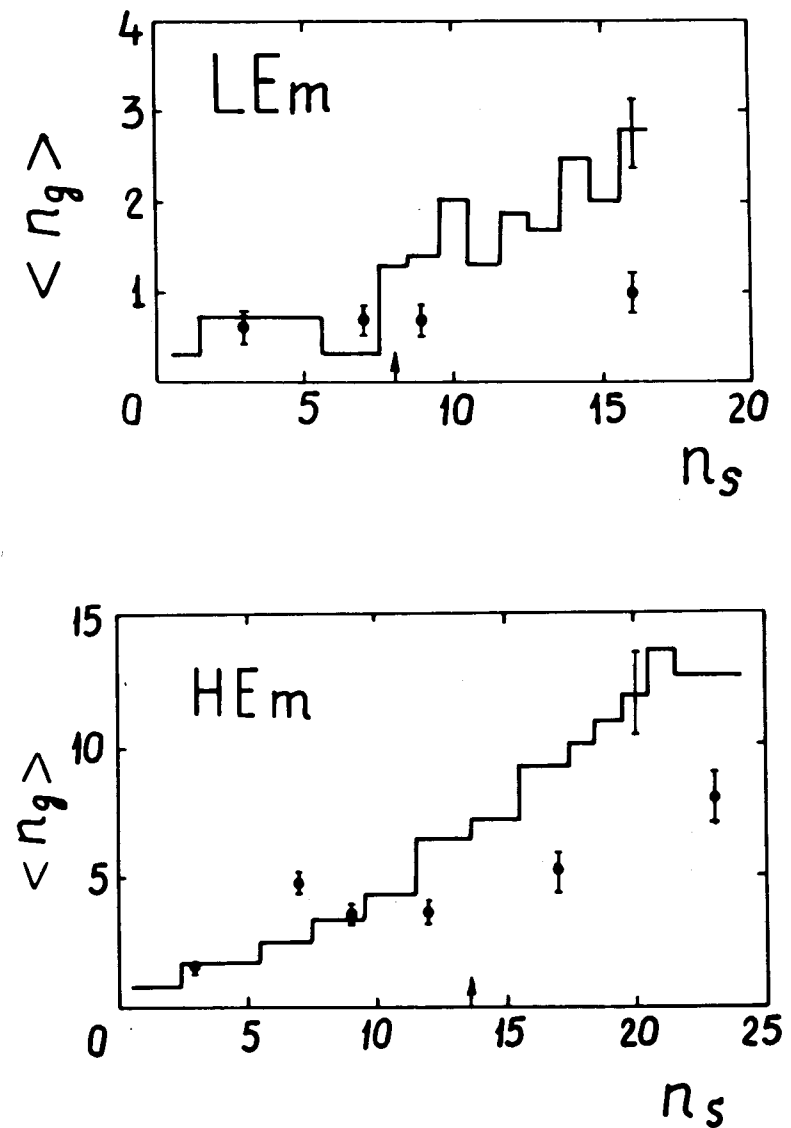


Рис.4. Средняя множественность серых следов в звездах с различным числом ливневых частиц. Энергия первичных протонов $T=70$ ГэВ. Все обозначения, как на рис.3. Стрелками на оси n_s указаны значения $\langle n_s \rangle$.

Таблица 1

Энергетическая зависимость относительной дисперсии

$$D_s^{1/2} / \langle n_s \rangle$$

T, ГэВ	Расчет	
	p + LEm	p + NEm
10	0,56±0,02	0,51±0,02
30	0,66±0,02	0,64±0,02
75	0,71±0,02	0,66±0,02
опыт:	0,59±0,02	0,55±0,02

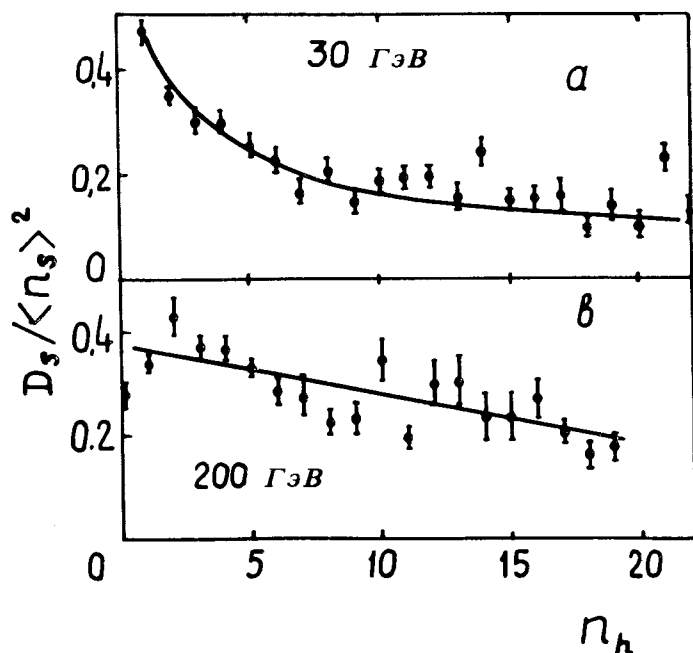


Рис.5. Зависимость относительной дисперсии $D_s / \langle n_s \rangle^2$ от числа h -частиц при взаимодействии протонов с ядрами фотозмульсии. а - расчет для $T = 30$ ГэВ, б - экспериментальные данные /22/ для $T = 200$ ГэВ.

величины $\Delta_s(n_h)$ несильно отличается от экспериментального*. Более точное моделирование такой "тонкой" характеристики взаимодействия, как дисперсия, возможно лишь при более детальном описании элементарного акта в каскадной модели. Во всяком случае, говорить о неустранимом противоречии с экспериментом здесь пока еще нет достаточных оснований.

3. УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ

Из таблицы 2 и рис. 6-8 видно, что расчетные угловые распределения близки к экспериментальным. Как и в опыте, число ливневых частиц, вылетающих под малыми углами, слабо зависит от типа ядра-мишени; в протон-ядерных взаимодействиях в этой области вылетает практически такое же число частиц, как и в элементарных (p-p)-взаимодействиях /рис. 7/. Наоборот, при изменении энергии первичной частицы T сильнее изменяется угловое распределение в области малых углов, число ливневых частиц здесь быстро возрастает с увеличением энергии при $\lg \theta/2 \lesssim -2$ и слабо изменяется при больших углах. Что касается углового распре-

Таблица 2

Средний угол $\theta_{1/2}$, в который вылетает половина s- и g-частиц при $T = 70$ ГэВ (в градусах)

	p + LEm		p + NEm	
	теория	опыт /20/	теория	опыт /20/
$\langle \theta_{1/2 s} \rangle$	8,5±1	9,6±1	13,5±0,5	14,0±0,5
$\langle \theta_{1/2 g} \rangle$	51±3	60±3	66±1	66,4±1

* В работе /14/ часть точек экспериментального распределения рис. 5б пропущена, поэтому величина Δ_s и оказалась независимой от n_h .

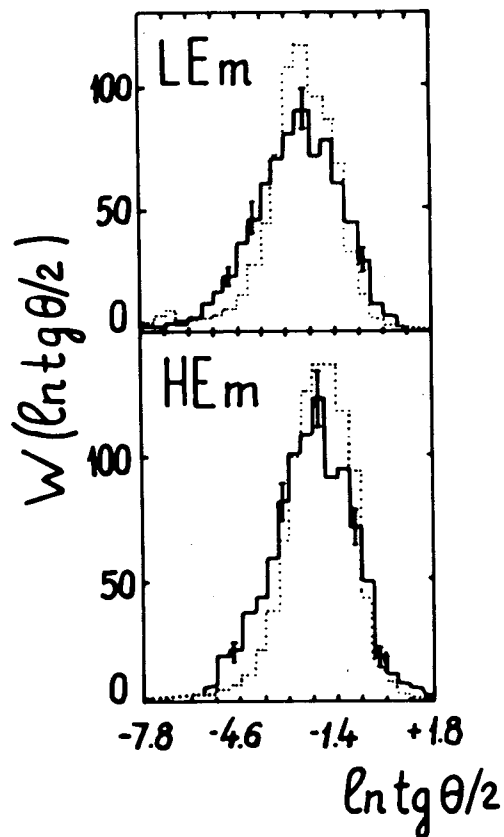


Рис. 6. Угловые распределения ливневых частиц в фотоэмульсионных звездах, образованных протонами при $T=70$ ГэВ. Сплошные кривые - эксперимент^{/20/}, пунктир - расчет.

деления низкоэнергетических частиц, то оно в соответствии с экспериментом очень слабо зависит от энергии T .

Вместе с тем мы хотели бы подчеркнуть, что согласно средних теоретических и экспериментальных угловых характеристик не следует придавать слишком большое значение, поскольку эти характеристики в существенной степени определяются кинематикой процесса и слабо зависят от деталей модели.

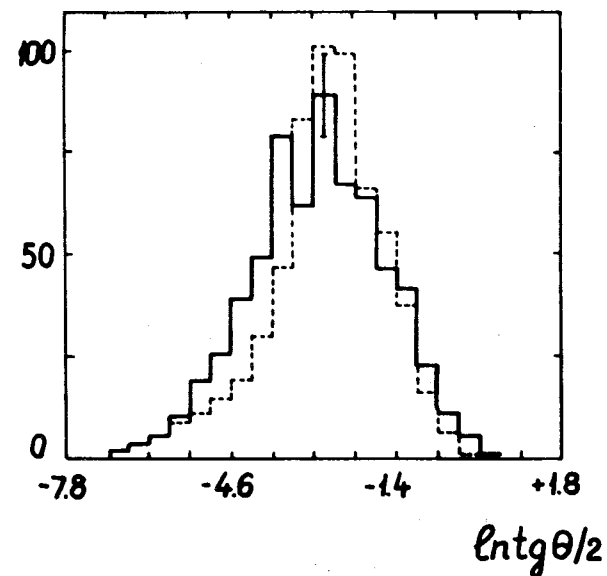


Рис. 7. Угловое распределение заряженных частиц, образующихся в неупругом (p-p) - столкновении при $T=70$ ГэВ. Сплошная гистограмма - эксперимент^{/20/}, пунктир - результат статистического моделирования.

Таблица 3

Среднее число частиц с энергией $\mathcal{J} > \mathcal{J}^*$, образуемых в фотоэмульсии π^- -мезоном при $T = 50$ ГэВ

\mathcal{J}^* , ГэВ	$\pi^- + LEm$		$\pi^- + HEm$	
	теория	опыт ^{/31/}	теория	опыт ^{/31/}
5	1,05	1,57±0,14	0,90	1,34±0,14
10	0,64	0,78±0,10	0,51	0,58±0,10
15	0,50	0,46±0,08	0,40	0,28±0,07
20	0,48	0,34±0,06	0,35	0,14±0,05
25	0,43	0,24±0,05	0,29	0,10±0,03

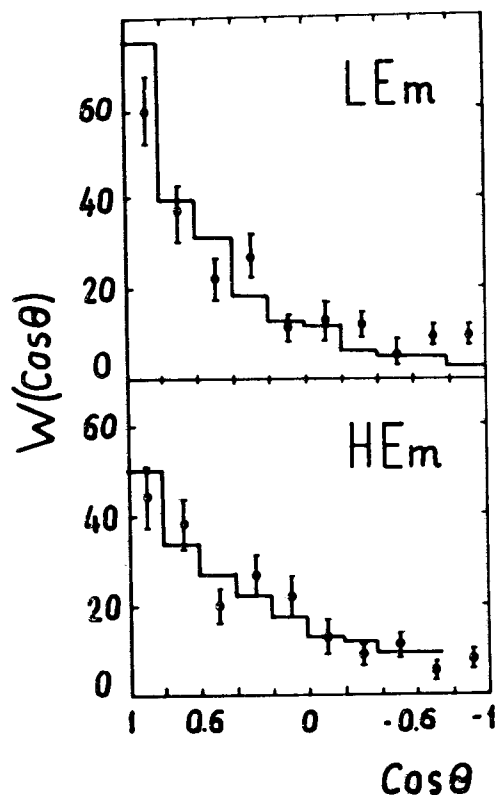


Рис.8. Угловые распределения серых следов в фотоэмульсионных звездах, образованных протонами при $T = 70 \text{ ГэВ}$. Точки - эксперимент, 20 /гистограммы - расчет.

Очень важный результат содержится в таблице 3: теория предсказывает значительно больший процент высокоэнергетических частиц, чем это наблюдается в эксперименте. Различие возрастает при увеличении энергии ливневой частицы и массы ядра. Расчетное число частиц, уносящих более половины энергии первичной частицы, в легком ядре вдвое $/2 \pm 0,4/$, а в тяжелом в 3,5 раза $/3,4 \pm 0,8/$ превосходит экспериментальное. Другими словами, по сравнению с опытом теоретический каскад оказывается не только более разветвленным, но и значительно более обогащенным высокоэнергетическими частицами.

С чем связан этот результат - с недостаточно корректной аппроксимацией высокоэнергетической части спектра лидирующих частиц в $(\pi-N)$ -и $(N-N)$ -столкновениях или же со специфическим механизмом внутриядерных взаимодействий, особенно сильно снижающих множественность быстрой компоненты рождающихся частиц, - для нас остается пока неясным.

4. ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО РАСПАДА ОСТАТОЧНЫХ ЯДЕР

Расчетная множественность низкоэнергетических частиц может быть несколько уменьшена, если принять во внимание возможность испускания быстрых частиц на стадии, когда оставшееся после вылета лавины каскадных частиц сильно возбужденное ядро релаксирует к своему равновесному состоянию. Учет таких предравновесных распадов снижает среднюю энергию возбуждения остаточных ядер за счет обрезания высокоэнергетической части спектра $w(E^*)$. Это хорошо видно из рис. 9, где в качестве примера приведены спектры энергий возбуждения для реакций при $T = 70 \text{ ГэВ}$. Для легких ядер LE_m средняя энергия возбуждения $\langle E^* \rangle$ снижается на 10% /с 42 до 38 МэВ/, а для тяжелых ядер HE_m - на 20% /с 420 до 336 МэВ/ *.

Частицы, испущенные при неравновесных распадах, имеют, как правило, черные треки; множественность g -частиц при этом практически не изменяется /см. рис. 1/. Среди b -частиц образовавшиеся при нестационарных распадах частицы составляют весьма заметный

*При этом улучшаются условия применимости "испарительной модели" распада возбужденных ядер. Во многих случаях, даже для легких ядер, расчет может быть целиком выполнен на основе этой модели, без привлечения весьма трудоемких "взрывных моделей" распада $^{1/2}$. Однако полностью устранить "взрывные эффекты" не удается - самые высокоэнергетические части спектра энергий возбуждения ядра предравновесный распад не обрезает.

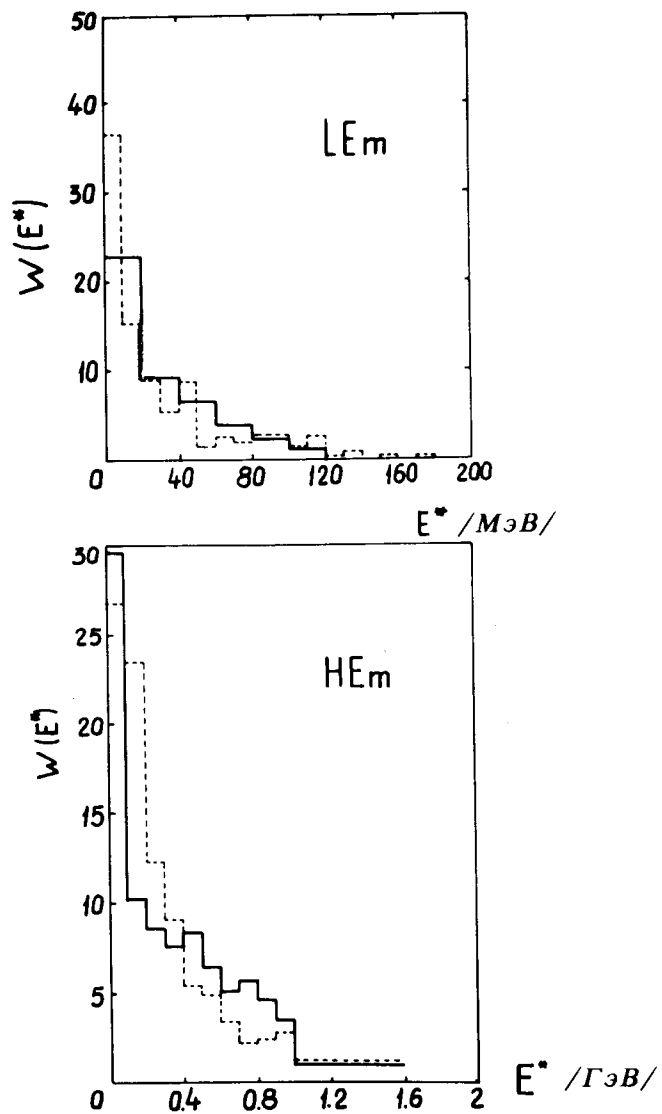


Рис.9. Распределения энергии возбуждения остаточных ядер, образующихся под действием протонов с $T = 70$ ГэВ. Сплошные гистограммы - распределения после вылета каскадных частиц, пунктир - равновесные распределения, после того как закончилось нестационарное испускание частиц.

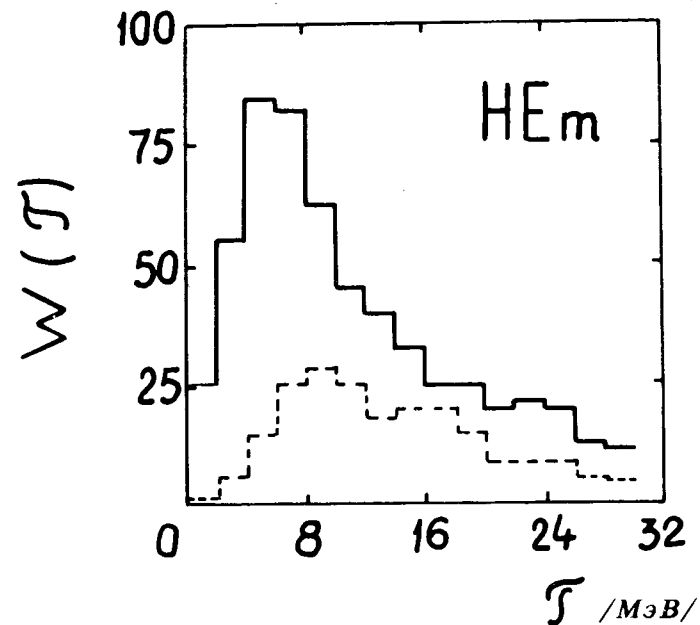


Рис.10. Энергетическое распределение β -частиц, испущенных тяжелыми ядрами фотозмульсии под действием протонов при $T = 70$ ГэВ. Сплошная гистограмма - спектр испарительных частиц, пунктир - спектр частиц, испущенных при нестационарных распадах возбужденных ядер. Подобно тому как это часто делается в эксперименте, при построении гистограмм предполагалось, что дейтроны неотличимы от протонов, создающих такую же ионизацию.

процент. Например, в реакциях $p + LEm$ при $T = 70$ ГэВ число таких частиц составляет около 12% от числа испарительных частиц, в реакциях $p + HE m$ это число ~30%. Однако спектры этих двух типов частиц близки по форме; это объясняет, почему результаты расчетов характеристик низкоэнергетических частиц не учитывающие предравновесных распадов, часто получаются неплохо согласующимися с опытом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расхождение с экспериментом расчетных данных, полученных с помощью модели внутриядерных каскадов, начинает проявляться уже при $T \approx 10$ ГэВ и увеличивается с возрастанием энергии первичной частицы. Тем не менее характер расхождений таков, что пока нет оснований для утверждения о принципиальной неприменимости каскадного механизма внутриядерных взаимодействий в области высоких энергий. Качественно модель внутриядерных каскадов хорошо описывает все основные черты неупругих ядерных взаимодействий, по крайней мере, до энергий в несколько сотен ГэВ, что указывает на необходимость дальнейшего совершенствования, а не отказа от этой модели.

В частности, при $T \gg 1$ ГэВ, когда частицы, образующиеся во внутриядерных столкновениях, вылетают в узкий телесный конус, существенную роль должны играть многочастичные взаимодействия, при которых с внутриядерным нуклоном сталкивается сразу несколько быстрых частиц^{/1,11,12,32/}. Феноменологически такие взаимодействия учитывают также вклад, вносимый в развитие каскадной лавины "резонансами" ρ , ω и т.д. Многочисленные эксперименты свидетельствуют о большом сечении рождения этих частиц, не учитываемых в современных каскадных расчетах, уже при энергиях порядка нескольких ГэВ.

Разработка каскадной модели с многочастичными взаимодействиями является, по нашему мнению, наиболее многообещающим направлением дальнейшего развития.

Попытка построения такой модели была предпринята в работах^{/29,30/}. Хотя модель во многих отношениях была весьма приближенной, а экспериментальных данных было недостаточно для обстоятельного ее анализа, результаты расчетов показали, что многочастичные взаимодействия резко снижают мощность каскадной лавины и приближают вычисленные характеристики ядерных взаимодействий к наблюдаемым на опыте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
2. Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, 109, с. 91.
3. Chen K. et al. Phys.Rev. 1968, 166, p. 949.
4. Chen K. et al. Phys.Rev. 1971, C4, p. 2234.
5. Bertini H.W. Phys.Rev. 1969, 188, p. 1711.
6. Bertini H.W. Phys.Rev. 1972, C6, p. 631.
7. Barashenkov V.S. et al. JINR, E2-5282, Dubna, 1970.
8. Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1971, 13, с. 743.
9. Eliseev S.M., Kohli J.M. JINR, E2-6697, Dubna, 1972.
10. Барашенков В.С., Елисеев С.М. ЯФ, 1973, 18, с.196.
11. Тонеев В.Д., Чигринов С.Е. ОИЯИ, P4-7479, Дубна, 1973.
12. Artykov I.Z. et al. Nucl.Phys. 1968, B6, p. 11.
13. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-7870, Дубна, 1974.
14. Калинин Б.Н. и др. ОИЯИ, P2-8760, Дубна, 1975.
15. Gottfrid K. Proc. V Intern. Conf. High Energy Phys. and Nucl. Structure, Uppsala, Sweden, 1973, p. 79.
16. Gottfried K. Phys.Rev.Lett. 1974, 32, p. 957.
17. Гудима К.К. и др. ОИЯИ, P4-7821, Дубна, 1974.
18. Машник С.Г., Тонеев В.Д. ОИЯИ, P4-8417, Дубна, 1974.
19. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-6022, Дубна, 1971.
20. Abdo K.M. et al. JINR, E1-8021, Dubna, 1974.
21. Анзон З.В. и др. ЯФ, 1975, 22, с. 736.
22. Otterlund I. University of Lund Report LUIP-CR-74-12, Lund, 1974.
23. Gurtu A. et al. Phys.Lett. 1974, 50B, p. 391.
24. Анзон З.В. и др. ЯФ, 1978, 27, с. 184.
25. Areti V.H. et al. Phys.Rev. 1977, D15, p. 1874.
26. Дека Г.С. и др. ЯФ, 1973, 17, с. 660.
27. Winzeler H. Nucl.Phys. 1965, 69, p. 661.
28. Козодаева О.М. и др. ЯФ, 1974, 22, с. 730.
29. Babecki J. et al. Phys.Lett. 1973, B47, p. 268.
30. Tsai-Chu et al. Lett.Nuovo Cim. 1977, 20, p. 257.
31. Воинов В.Г. и др. ЯФ, 1977, 25, с. 1003.
32. Артыков И.З. ОИЯИ, P2-4176, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1978 года.