

РЕАЛИЗУЕТСЯ ЛИ КАСКАДНЫЙ МЕХАНИЗМ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ?

CAN THE CASCADE MECHANISM OF NUCLEAR INTERACTIONS TAKE PLACE IN THE HIGH ENERGY REGION?

В. С. Барашенков, Б. Ф. Костенко

Лаборатория вычислительной техники и автоматизации, Объединенный Институт Ядерных
Исследований, Дубна*

(Поступила в редакцию 13-го сентября 1978 г.; исправленная версия поступила 11 декабря 1978 г.)

Experimental data on inelastic meson and nucleon interactions with nuclei have been analyzed within the framework of the internuclear cascade model to distinguish the points, where it disagrees with the experiment and requires further improvement. For nuclei with the mass number $A \lesssim 15$ the discrepancies with the experiment become considerable at energies $T \gtrsim 100$ GeV. For nuclei with $A \simeq 100$ the discrepancies begin to appear already at $T \gtrsim 10$ –15 GeV. However, the deviations are such that at least in the energy region $T \lesssim 100$ GeV one may hope to overcome them without introduction of any essentially new mechanisms of hadron-hadron interaction, by means of further improving the cascade model only.

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 Мэв до нескольких Гэв (см. работы [1–8], где указана подробная библиография). Однако при $T \gtrsim 3$ –5 Гэв¹, а для легких ядер уже при $T \gtrsim 1$ Гэв, начинают проявляться быстро

* Address: Joint Institute for Nuclear Research, Head Post Office, P. O. Box 79, Moscow, USSR.

¹ Здесь и везде ниже T — кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат. $\mathcal{T}$ — 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 Em будем обозначать среднее ядро фотоэмульсии (без водорода), символами LEm и HEm — среднее-легкое (C, N, O) и среднее-тяжелое (Ag, Br) ядра фотоэмульсии.

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 частицами (так называемый „трейлинг“). Результаты таких расчетов, выполненных в 1970—73 г.г., хорошо согласовались с известной в то время экспериментальной информацией для области ускорительных энергий $T \lesssim 30$ 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 фотоэмульсионных измерений вплоть до энергий $T \approx 100$ Гэв, существенное завышение расчетной множественности рождающихся частиц по сравнению с экспериментом отмечалось лишь при $T > 100$ Гэв. Однако, известная в то время экспериментальная информация о взаимодействии частиц с ядрами при $T \approx 30 \div 100$ Гэв была ограничена небольшим числом средних характеристик, а заложенные в основу расчетов данные о π -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 π -N и N-N столкновений показало, что каскадная теория дает приблизительно 30 %-ое завышение множественности ливневых частиц уже при $T \approx 60 - 80$ 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 могли взаимодействовать сразу несколько каскадных частиц [1, 10, 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 $T \gg 10$ 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 обла-

сти $T < 20$ ГэВ внутриядерные π -N и N-N взаимодействия моделировались по правилам, описанным в [1]. При больших энергиях выделялась вылетающая под малым углом лидирующая частица, энергия которой определялась монте-карловским розыгрышем экспериментального распределения коэффициента неупругости; параметры остальных частиц разыгрывались по экспериментальным угловым и энергетическим распределениям тем же методом, что и при $T < 20$ ГэВ². Во всех случаях моделирование π -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.

2. Множественность вторичных частиц

Как видно из рис. 1, средняя теоретическая и экспериментальная множественности ливневых частиц $\langle n_s \rangle$ хорошо согласуются вплоть до $T \simeq 30$ 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 $\langle n_s \rangle$

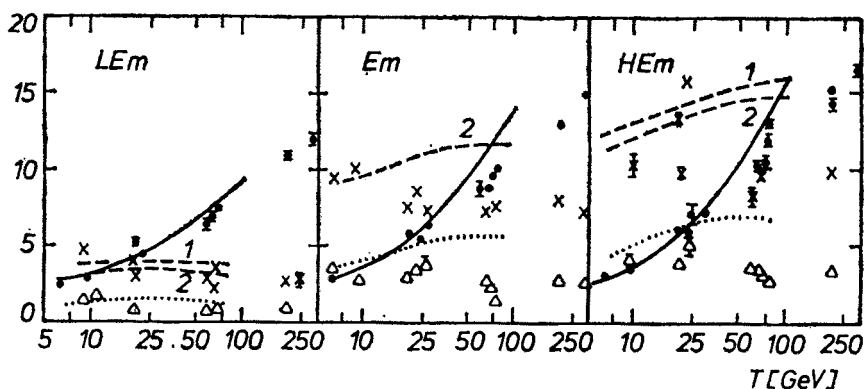


Рис. 1. Множественность частиц, рождающихся в неупругих взаимодействиях протонов с ядрами фотоэмульсии. Значками $\bullet$, Δ , $\times$ показаны экспериментальные значения $\langle n_s \rangle$, $\langle n_g \rangle$, $\langle n_h \rangle$ из работ [20—28] и из таблиц монографии [1] (часть значений усреднены). Сплошные, точечные 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)

² Способ моделирования высокоэнергетических π -N и N-N взаимодействий является усовершенствованным вариантом метода, использовавшегося в работах [10, 19], с более точными коэффициентами.

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 A , к среднему числу заряженных вторичных частиц в неупругом p - p взаимодействии при той же энер-

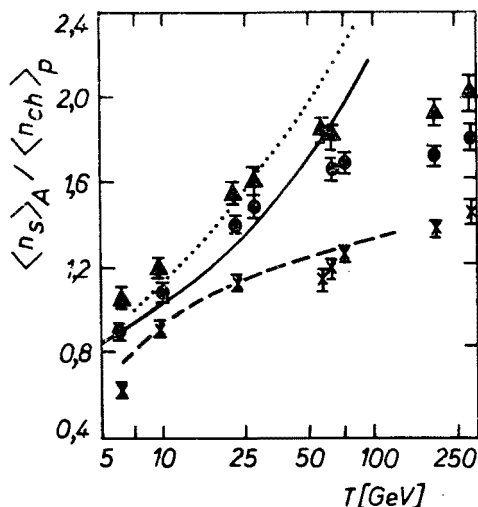


Рис. 2. Зависимость отношения R_A от энергии первичных протонов. Значками $\times$, $\bullet$, Δ нанесены экспериментальные значения для LEm, Em и HEEm [1, 20—29]. Пунктирная, сплошная и точечная кривые — соответствующие теоретические данные

гии T . В действительности зависимость $R_A(T)$ становится очень слабой лишь при энергиях, больших нескольких сотен Гэв³, 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 $\langle n_s \rangle$ и $\langle n_h \rangle$ в области высоких энергий, абсолютные значения расчетной множественности значительно превосходят экспериментальные значения. Для тяжелых ядер различия заметны уже при $T \simeq 10$ Гэв.

В области высоких энергий теоретический каскад оказывается слишком разветвленным даже, если учесть возрастание „прозрачности“ ядра за счет выбивания

³ 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].

части его нуклонов. Этот вывод можно считать установленным достаточно надежно.

Если данные для легких и тяжелых ядер аппроксимировать зависимостью $\langle n \rangle \sim A^\alpha$, где A — массовое число ядра-мишени, то в соответствии с экспериментом для низкоэнергетических частиц показатель $\alpha = \ln(A_{\text{тяж}}/A_{\text{лег}}/\ln(\langle n \rangle_{\text{тяж}}/\langle n \rangle_{\text{лег}}))$ 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

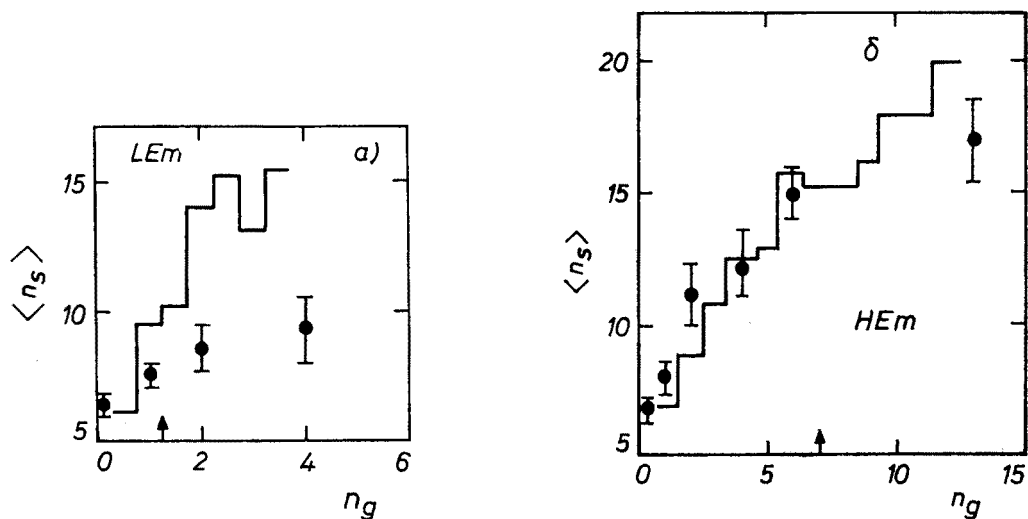


Рис. 3. Средняя множественность ливневых частиц в звездах с различным числом серых лучей. Энергия первичных протонов $T = 70$ Гэв. Гистограмма — расчет, точки — экспериментальные значения [20]. Стрелками на оси n_g указаны значения $\langle n_g \rangle$

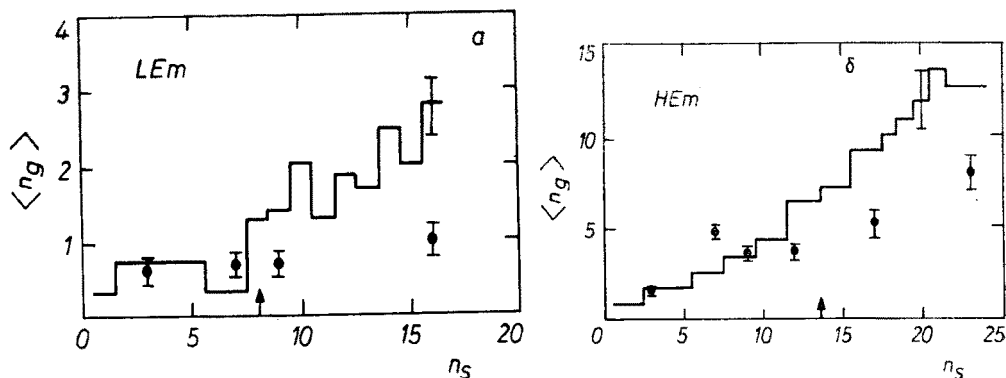


Рис. 4. Средняя множественность серых следов в звездах с различным числом ливневых частиц. Энергия первичных протонов $T = 70$ Гэв. Все обозначения как на рис. 3. Стрелками на оси n_s указаны значения $\langle n_s \rangle$

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 $T < 30$ Гэв теория и эксперимент согласуются значительно лучше [2].

Еще одной характеристикой множественности рождающихся частиц, часто рассматриваемой в экспериментальных работах, является относительная дисперсия $D_s^{1/2}/\langle n_s \rangle = [\langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2]^{1/2}/\langle n_s \rangle$, которая в пределах 3%-ых погрешностей измерений остается постоянной в широком интервале энергий от нескольких Гэв до нескольких сотен Гэв.

В каскадной модели величина $D_s^{1/2}/\langle n_s \rangle$ медленно возрастает при увеличении энергии T (см. таблицу I). Следует, однако, иметь в виду, что во всех рассматривавшихся до сих пор вариантах каскадных теорий расчет π -N и N-N взаимодействий производится без подгонки дисперсии множественности рождающихся частиц к ее экспериментальному значению. В частности, при нашем способе моделирования эле-

ТАБЛИЦА I
Энергетическая зависимость относительной дисперсии $D_s^{1/2}/\langle n_s \rangle$

T, Гэв	расчёт	
	p+LEm	p+HEm
10	$0,56 \pm 0,02$	$0,51 \pm 0,02$
30	$0,66 \pm 0,02$	$0,64 \pm 0,02$
75	$0,71 \pm 0,02$	$0,66 \pm 0,02$
опыт:	$0,59 \pm 0,02$	$0,55 \pm 0,02$

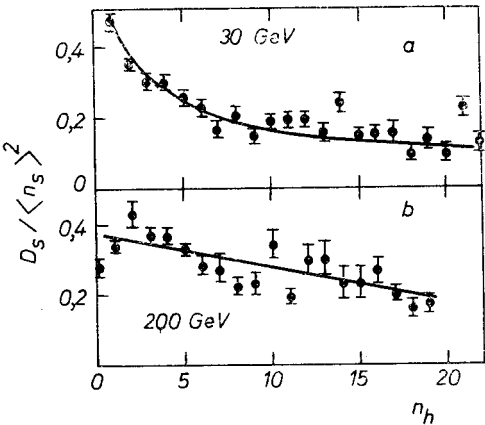


Рис. 5. Зависимость относительной дисперсии $D_s/\langle n_s \rangle^2$ от числа h частиц при взаимодействии протонов с ядрами фотоэмульсии. а — расчет для $T = 30$ Гэв, б — экспериментальные данные [22] для $T = 200$ Гэв

ментарных взаимодействий различие расчетных и наблюдаемых значений $D_s^{1/2}/\langle n_s \rangle$ в области $T \cong 10 - 70$ Гэв достигает 20—30 %. Расхождение теоретических и экспериментальных величин в таблице I в значительной степени обусловлено именно этим обстоятельством.

На рис. 5а показана рассчитанная с помощью каскадной модели зависимость $\Delta_s(n_h) = D_s(n_h)/\langle n_s(n_h) \rangle^2$ для фотоэмульсионных звезд с различным числом n_h частиц h . Величина Δ_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], наблюдаемым на опыте почти постоянным значениям $\Delta_s(n_h)$. Однако, из сравнения рис. 5а и 5в видно, что расчетный градиент изменения величины $\Delta_s(n_h)$ несильно отличается от экспериментального⁴. 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 II и рис. 6, 8 видно, что расчетные угловые распределения близки к экспериментальным. Как и в опыте число ливневых частиц, вылетающих под малыми углами, слабо зависят от типа ядра-мишени; в протон-ядерных взаимодействиях в этой области вылетает практически такое же число частиц, как и в эле-

ТАБЛИЦА II

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

	p + LE μ		p + HE μ	
	теория	опыт [20]	теория	опыт [20]
$\langle \theta_{1/2} \rangle_s$	$8,5 \pm 1$	$9,6 \pm 1$	$13,5 \pm 0,5$	$14,0 \pm 0,5$
$\langle \theta_{1/2} \rangle_g$	51 ± 3	60 ± 3	66 ± 1	$66,4 \pm 1$

ментарных 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 $\lg \tg \theta/2 \lesssim -2$ и слабо изменяется при больших углах. Что касается углового распределения низкоэнергетических частиц, то оно в соответствии с экспериментом очень слабо зависит от энергии T .

⁴ В работе [14] часть точек экспериментального распределения рис. 5в пропущена, поэтому величина Δ_s и оказалась независимой от n_h .

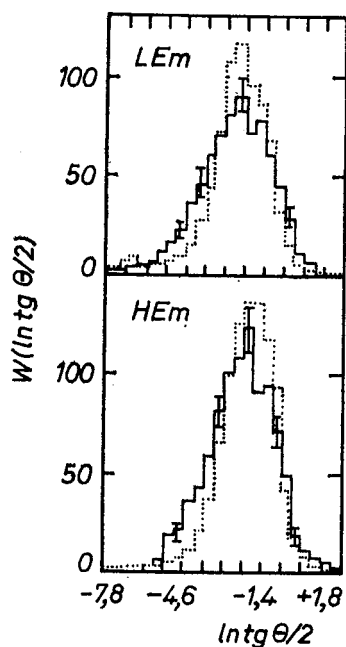


Рис. 6

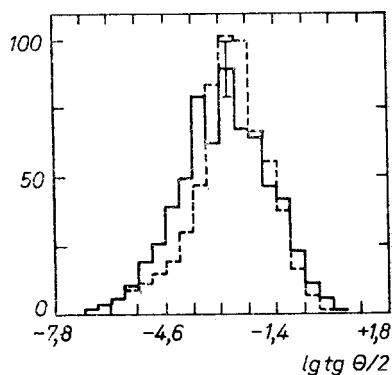


Рис. 7

Рис. 6. Угловые распределения ливневых частиц в фотоэмульсионных звездах, образованных 70-Гэвными протонами. Сплошные кривые — эксперимент [20], пунктир — расчет

Рис. 7. Угловое распределение заряженных частиц, образующихся в неупругом p-p столкновении при $T = 70$ Гэв. Сплошная гистограмма — эксперимент [20], пунктир — результат статистического моделирования

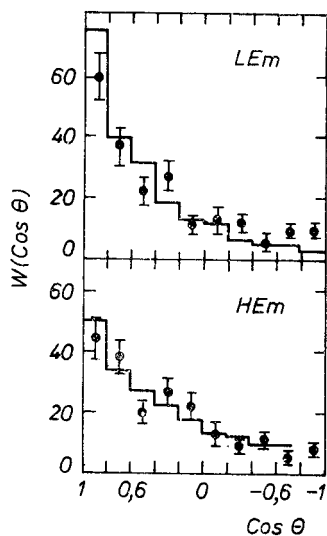


Рис. 8. Угловые распределения серых следов в фотоэмульсионных звездах, образованных протонами при $T = 70$ Гэв. Точки — эксперимент [20], гистограммы — расчет

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

Очень важный результат содержится в таблице III: теория предсказывает значительно больший процент высокоэнергетических частиц, чем это наблюдается в эксперименте. Различие возрастает при увеличении энергии ливневой частицы

ТАБЛИЦА III

Среднее число частиц с энергией $\mathcal{E} > \mathcal{E}^*$, образуемых в фотоэмульсии 50-Гэвным π^- -мезоном

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

и массы ядра. Расчетное число частиц, уносящих более половины энергии первичной частицы, в легком ядре вдвое ($2 \pm 0,4$), а в тяжелом ядре 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 обогащенным высокоэнергетическими частицами.

С чем связан этот результат — с недостаточно корректной аппроксимацией высокоэнергетической части спектра лидирующих частиц в π -N и N-N столкновениях, или же со специфическим механизмом внутриядерных взаимодействий, особенно сильно снижающих множественность быстрой компоненты рождающихся частиц — для нас остается пока не ясным.

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 $T = 70$ Гэв. Для легких ядер LEm средняя энергия возбуждения

$\langle E^* \rangle$ снижается на 10% (с 42 до 38 Мэв), а для тяжелых ядер HEm на 20% (с 420 до 336 Мэв)⁵.

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,

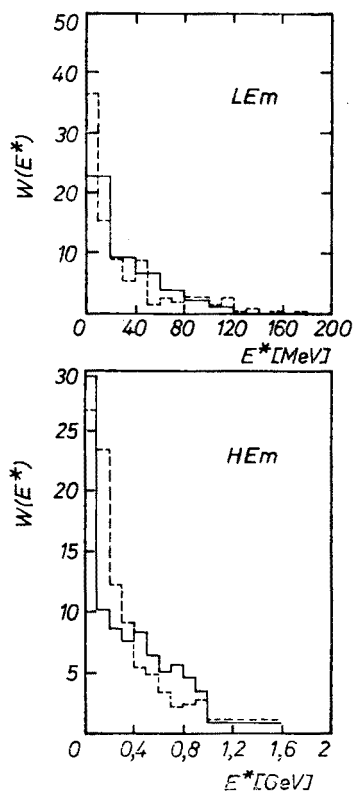


Рис. 9

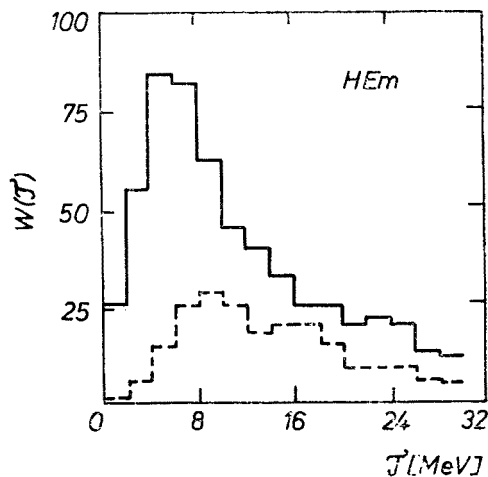


Рис. 10

Рис. 9. Распределения энергии возбуждения остаточных ядер, образующихся под действием 70-Гэвных протонов. Сплошные гистограммы — распределения сразу после вылета каскадных частиц, пунктир — равновесные распределения после того, как закончилось нестационарное испускание частиц

Рис. 10. Энергетическое распределение b частиц, испущенных тяжелыми ядрами фотоэмульсии под действием 70-Гэвных протонов. 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 не отличимы от протонов, создающих такую же ионизацию

⁵ 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 [2]. Однако полностью устранить „взрывные эффекты“ не удастся — самые высокоэнергетичные части спектра энергий возбуждения ядра предравновесный распад не обрезает.

составляют весьма заметный процент. Например, в реакциях $p + \text{LEm}$ при $T = 70$ Гэв число таких частиц составляет около 12% от числа испарительных частиц, в реакциях $p + \text{HEm}$ это число $\sim 30\%$. 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, в тяжелых ядрах начинает проявляться уже при $T \gtrsim 10$ Гэв и становится все более заметным с возрастанием энергии первичной частицы. Тем не менее, качественно эта модель хорошо описывает все основные черты неупругих ядерных взаимодействий по крайней мере до энергий в несколько сотен Гэв, а характер ее расхождений с экспериментом таков, что по нашему мнению пока еще нет достаточных оснований для утверждений о принципиальной неприменимости каскадного механизма внутриядерных взаимодействий.

Можно говорить лишь о несогласии с опытом, использующейся версии каскадной модели, где имеется много возможностей для дальнейшего усовершенствования.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев, *Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами*, Атомиздат, Москва 1972.
- [2] В. С. Барашенков и др., *УФН* **109**, 91 (1973).
- [3] K. Chen et al., *Phys. Rev.* **166**, 949 (1968).
- [4] K. Chen et al., *Phys. Rev.* **C4**, 2234 (1971).
- [5] H. W. Bertini, *Phys. Rev.* **188**, 1711 (1969).
- [6] H. W. Bertini, *Phys. Rev.* **C6**, 631 (1972).
- [7] V. S. Barashenkov et al., JINR Communication E2-5282, Dubna 1970.
- [8] В. С. Барашенков и др., *ЯФ* **13**, 743 (1971).
- [9] S. M. Eliseev, J. M. Kohli, JINR Communication E2-6697, Dubna 1972.
- [10] В. С. Барашенков, С. М. Елисеев, *ЯФ* **18**, 196 (1973).
- [11] В. Д. Тонеев, С. Е. Чигринов, Сообщение ОИЯИ Р4-7479, Дубна 1973.
- [12] I. Z. Artykov et al., *Nucl. Phys.* **B6**, 11 (1968).
- [13] Б. Н. Калинин, В. Л. Шмонин, *ЯФ* **21**, 3, 628 (1975).
- [14] Б. Н. Калинин и др., Препринт ОИЯИ, Р2-8760, Дубна 1975.
- [15] K. Gottfried, Proc. V Intern. Conf. High Energy Phys. and Nucl. Structure, Uppsala, Sweden, 1973, p. 79.
- [16] K. Gottfried, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 957 (1974).
- [17] К. К. Гудима и др., Препринт ОИЯИ Р4-7821, Дубна 1974.
- [18] С. Г. Машник, В. Д. Тонеев, Сообщение ОИЯИ Р4-8417, Дубна 1974.
- [19] В. С. Барашенков и др., Сообщение ОИЯИ Р2-6022, Дубна 1971.
- [20] K. M. Abdo et al., JINR Communication E1-8021, Dubna 1974.
- [21] З. В. Анзон и др., *ЯФ* **22**, 736 (1975).
- [22] I. Otterlund, University of Lund Report LUIP-CR-74-12, Lund 1974.

- [23] A. Gurtu et al., *Phys. Lett.* **50B**, 391 (1974).
- [24] З. В. Анзон и др., *ЯФ* **27**, 184 (1978).
- [25] V. H. Areti et al., *Phys. Rev.* **D15**, 1874 (1977).
- [26] Г. С. Дека и др., *ЯФ* **17**, 660 (1973).
- [27] H. Winzeler, *Nucl. Phys.* **69**, 661 (1965).
- [28] О. М. Козодаева и др., *ЯФ* **22**, 730 (1974).
- [29] J. Babecki et al., *Phys. Lett.* **B47**, 268 (1973).
- [30] Tsai-Chu et al., *Lett. Nuovo Cimento* **20**, 257 (1977).
- [31] В. Г. Воинов и др., *ЯФ* **25**, 1003 (1977).