## Том 121, вып. 1

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.171

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

## Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, Ф. М. Сергеев

## СОДЕРЖАНИЕ

Be	зедение	3
1.	Экспериментальные исследования взаимодействий частиц высоких энергий	
	сядрами	5
	1.1. Множественность вторичных частиц (5). 1.2. Угловые распределения	
	вторичных адронов (10). 1.3. Фрагменты ядра-мишени. Корреляции между	
	вторичными частицами (13). 1.4. Полные сечения взаимодействия адронов	
	с ядрами (16). 1.5. Коэффициент неупругости (18). 1.6. Распределение	
	вторичных адронов по поперечному импульсу (20). 1.7. Неупругие взаимо-	
	действия фотонов и лептонов с ядрами (21). 1.8. Процессы когерентной	
	и некогерентной генерации адронов на ядрах (24).	
2.	Модели взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами	28
	2.1. Общие замечания (28). 2.2. Взаимодействие адронов в ядерном веществе	
	и когерентная генерация адронов на ядрах (30). 2.3. Состояния адронов,	
	родившихся в ядре (32). 2.4. Регенерация адронных состояний (32). 2.5. Мо-	
	дель внутриядерных каскадов (36). 2.6. Гидродинамическая интерпрета-	
	ция взаимодействия адронов с ядрами (36). 2.7. Модель Готтфрида (40).	
	2.8. Гидродинамическая интерпретация взаимодействия фотонов и лептонов	
	высоких энергий с ядрами (41). 2.9. Пространственно-временная картина	
	взаимодействия с ядром в партонной модели (43). а) Общие положения пар-	
	тонной модели (43). 6) Процесс слияния «мягких» партонов в ядре и глубоко	
	неупругое взаимодействие лептонов с ядром (44). в) Множественное	
	рождение адронов на ядрах (46).	
39	иключение	49
П	риложение. Неупругое взаимодеиствие адронов с ядрами в оптическом	
	приближении и метод Глаубера	50
Ц	итированная литература	51

#### ВВЕДЕНИЕ

Исследования, проведенные в течение последних десятилетий в космических лучах и на ускорителях, продемонстрировали весьма примечательные особенности взаимодействий частиц больших энергий с атомными ядрами.

Именно, если ограничиться анализом адронов, образованных во время соударения, то их характеристики весьма слабо зависят от атомного номера А ядра-мишени, покоящегося в лабораторной системе координат (Л-система), и сорта налетающей частицы \*). При одинаковом энерговыделении в системе центра инерции (Ц-система) сталкивающихся частиц

© I

<sup>\*)</sup> Мы будем считать зависимость слабой, если при ее степенной анпроксимации  $\sim A^{\alpha}$  параметр  $\alpha \ll 2/3$ . Напомним, что пропорциональность  $A^{2/3}$  представляет зависимость геометрического сечения от A.

Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических начи

распределение вторичных частиц по множественности, инвариантное сечение  $E d^3 \sigma/dp^3$ , распределение по быстротам dn/dy, распределение по поперечным импульсам  $dn/dp_{\perp}$ , состав образованных адронов слабо зависят от A и сорта падающих частиц. Иногда эта зависимость в пределах ошибок эксперимента отсутствует. Из характеристик, относящихся к первичным частицам, можно отметить слабую зависимость коэффициента неупругости от A для случая, когда первичной частицей является адрон.

Оговоримся сразу же, что в дальнейшем мы ограничимся энергиями, бо́льшими или порядка  $E_0 \ge 20-30$  Гэв для первичных частиц ( $E_0$  — энергия в Л-системе).

Олнако пои столь больших энергиях экспериментальных данных полчас еще непостаточно иля однозначных выволов. Эта ограниченность экспериментальных данных особенно характерна для процессов с участием лептонов. Имеются две причины, обусловившие полобную ситуацию. Во-первых, методические трудности исследований взаимодействия с ядрами (см. <sup>1</sup> и гл. 1); во-вторых, некоторое пренебрежение к изучению столкновений с ядрами — процессу более сложному, чем соударение двух адронов. В последнем аргументе есть простая логика, сводящаяся к тому, что слепует вначале ходошо понять простейшее явление - соударения двух адронов, а затем перейти к более сложным процессам. В общем случае этот аргумент справедлив, однако в данном -- его едва ли можно оправдать. Прежде всего отметим, что сейчас уровень понимания множественных поонессов. происходящих при столкновении двух адронов, достаточно высок<sup>2</sup>. Можно коротко сказать, что выкристаллизовались и достаточно строго сформулированы основные направления теории множественных процессов. С другой стороны, исследования столкновений с ядрами поставили вполне четкий вопрос о причинах упомянутых выше слабых зависимостей.

Если попытаться сформулировать грубо основную проблему множественных процессов (к этому вопросу мы вернемся в гл. 2), то ее следует свести к вопросу об описании виртуальной фазы. Сейчас, с точки зрения основных подходов — мультипериферического и статистически-гидродинамического, эта фаза имеет конечное (отличное от нуля) пространственновременное протяжение. С точки зрения квантового подхода (мультипериферизм) эта фаза описывается диаграммами; с точки зрения классического — она сводится к статистической гидродинамике.

Подробно оба подхода рассматриваются в гл. 2. Здесь мы ограничимся кратким анонсом. Цель его — облегчить понимание некоторых рисунков, представляющих одновременно экспериментальные данные и их теоретическую интерпретацию.

Классический подход сводится к образованию кластера, не включающего лидирующую частицу (п. 2.6 и 2.8).

В рамках партонной версии мультипериферической модели (п. 2.9) во время виртуальной фазы быстрый адрон диссоциирует на партоны. Партоны большой энергии (но с малой длиной волны) беспрепятственно покидают ядро и затем собираются в адроны. Взаимодействие осуществляется партонами малых энергий. Ядро — объект, имеющий большую пространственную протяженность, которая увеличивается по мере увеличения количества нуклонов в ядре А. Поэтому можно выразить надежду, что детальное изучение взаимодействий с ядрами может способствовать выяснению закономерностей пространственно-временного развития процесса. Здесь можно выделить две оси — продольную и поперечную. В процессах, развивающихся в продольном направлении, проявляются свойства адронного вещества, в то время как процессы, развивающиеся в поперечиом направлении, зависят от свойств ядерного вещества (см. п. 2.1). Уже сейчас экспериментальные данные, полученные при изучении столкновений, происходящих при высоких энергиях (слабая зависимость характеристик от A), противоречат представлениям о последовательных соударениях налетающей частицы с квазисвободными нуклонами ядра. В этом случае (см. п. 2.5) зависимости от A должны были бы быть сильными. Данные указывают на качественную справедливость указанных выше основных теоретических подходов. С другой стороны, возможный универсализм процессов взаимодействия лептонов и адронов может свидетельствовать об определяющей роли конечной фазы множественных процессов, что существенно ограничивает произвол при создании теоретических моделей.

Отметим еще одну важную особенность взаимодействий с ядрами. При энергиях  $E_0 \ge 100$  Гэв некоторые характеристики множественных процессов перестают изменяться при увеличении  $E_0$ . Это свойство мы назвали асимптотическим режимом.

Задача настоящей работы — подведение основных итогов исследований взаимодействий частиц высоких энергий с ядрами и формулировка некоторых проблем в этой области физики, которые полезно решить в процессе развития данного направления.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

В этом разделе излагаются некоторые экспериментальные факты, относящиеся к процессам множественной генерации при взаимодействии адронов и лептонов с ядрами. Ограниченный объем обзора не позволяет в необходимой степени осветить все многообразие имеющегося экспериментального материала. Некоторым оправданием подобного ограничения является существование обзоров (например, <sup>3, 4</sup>) и монографий <sup>5, 6</sup>, в которых собраны данные по рассматриваемым вопросам вплоть до 1972 г. Мы ограничили свою задачу в основном изложением новых экспериментальных фактов, полученных при изучении взаимодействий с ядрами в области первичных энергий  $E_0 \geqslant 20$  Гэв, и обратили особое внимание на асимптотические свойства процесса множественного рождения, которые начинают проявляться в этой области энергий. При отборе экспериментальных данных мы старались остановиться на тех, которые хорошо иллюстрируют основную (на наш взгляд) проблему взаимодействия элементарных частиц с ядрами: слабую зависимость многих характеристик от атомного номера А.

#### 1.1. Множественнность вторичных частиц

Множественность вторичных адронов в конечном состоянии является важным критерием проверки предсказаний теоретических моделей.

В дальнейшем для классификации продуктов ядерного взаимодействия используются обозначения, принятые при анализе данных, получаемых с помощью ядерных фотоэмульсий: множественность ливневых частиц  $n_s$  ( $\beta > 0,7$ ), сильноионизующих —  $N_h$  ( $\beta < 0,7$ ), серых следов —  $n_g$  (в основном это протоны), черных —  $n_b$  ( $N_h = n_g + n_b$ ).

Экспериментальные результаты, относящиеся к множественности, охватывают к настоящему времени область первичных энергий вплоть до ~10 *Тэв.* В этом разделе рассмотрены те из них, которые характеризуют определенные закономерности в поведении  $n_s$ , как функции первичной энергии  $E_0$  и атомного номера ядра-мишени A.

## Таблица I

	[	Порина				Лите-
первичный импульс p <sub>0</sub> , Гэв/с	$\langle n \rangle$	ядра	CNO	AgBr	Все ядра	рату- ра
<b>π<sup>-</sup>, 17, эму</b> льсия	ns	$4,2\pm0,4$	4,1±0,4	$5,7\pm0,3$	$5,3\pm0,3$	17
	$n_g$	$0,6\pm0,1$	$0,45\pm0,04$	$2,0\pm0,3$	$1,5\pm0,2$	}
<b>7</b> - 175 <b>ЭМУЛЬСИ</b> Я	n <sub>b</sub>	$2,9\pm0,3$	$1,9\pm0,3$	$6,5\pm0,4$ 6,7\pm0,2	$5,0\pm0,4$	18
л, 17,5, омульсия	$n_s$ $n_a$	{ !		$3.7 \pm 0.2$		ĺ
	$n_b^{a}$		i ,	$7,8\pm0,2$		1
- 40 parties and	$N_h$	]		$11,5\pm0,5$	}	33
п, 40, эмульсия п. 60 эмульсия	$n_s$	8 0+0 6	7 4+0 5	$93\pm0.2$		17
	$n_{g}$	$1,0\pm0,2$	$0,78\pm0,06$	$3,2\pm0,1$	$2,6\pm0,2$	ĺ
	nb	$2,6\pm0,2$	1,9+0,1	$5,8\pm0,2$	$4,7\pm0,2$	40
л, 60, эмульсия				$9,9\pm0,2$	$9,23\pm0,07$	18
	$n_g$			$7.8 \pm 0.2$		
	Ň <sub>h</sub>			$11,6\pm0,3$	$7,02\pm0,05$	1
р, 21, эмульсия	$n_{\delta}$	$5,4\pm0,4$	$4,1\pm0,3$	$6,2\pm0,2$	$5,8\pm0,2$	17
	$n_g$	$2.7\pm0.2$	$2.2\pm0.1$	$5,9\pm0,2$ $5,9\pm0.3$	$4.6\pm0.2$	
р, 21,5, эмульсия	$n_s$	_, •, _	<u>_,</u> ,,,	0,0 <u>-</u> 0,0	$6,28\pm0,11$	21
р, 60, эмульсия	$n_s$	$6,7\pm0,4$	$6,4\pm0,5$	$8,9\pm0,5$		17
	ng	0,8+0,1 27+01	$0,63\pm0,07$	$3,4\pm0,2$	ł	}
р, 67, эмульсия	$n_s$	6,7+0,6	6,3+0,7	10,1+0,4	8,8±0,3	17
	$n_g$	0,8+0,1	$0,6\pm0,1$	$3,4\pm0,2$	$2,5\pm0,1$	
n 67 hWWW.eng	$n_b$	$2,4\pm0,1$	$1,5\pm0,1$	$\begin{bmatrix} 6,2\pm0,3\\ 40,7\pm0,2 \end{bmatrix}$	$4,7\pm0,2$	18
р, от, эмульсия	$n_s$	· ·		$3.7\pm0.2$		
	nb			$7,6\pm0,3$		) .
n 60 nurra and	$N_h$			<b>11,3±0,3</b>	44 00 10 40	21
р, 09, эмульсия р. 200. эмульсия	$n_{n}$		$11.0 \pm 0.3$	$15.4 \pm 0.3$	$11,00\pm0,10$ $14,53\pm0.22$	21, 22
r,,		1			$13,9\pm0,2$	
	ng		$0,90\pm0,05$	$3,29\pm0,10$	$2,48\pm0,08$	1
	nb		$1,80\pm0,08$ 2.61 $\pm0.08$	$0,30\pm0,16$ 9,92 $\pm0,17$	$4,79\pm0,12$ 7,40 $\pm0,13$	]
	$N_h$	· ·	$2,70\pm0,11$	$9,66\pm0,24$	$7,26\pm0,19$	
р, 300, эмульсия	$n_s$				$16,0\pm1,5$	9
	l I	1		Į	1	I.

#### а) Зависимость средних множественностей от энергии (фотоомульсионные данные)

б) Зависимость средней множественности релятивистских частиц от энергии

Ядро- ми- шень	Первичный импульс, Гэь/с	$\langle n_{_{S}} \rangle$	Лите- рату- ра	Ядро- ми- шень	Первичный импульс, Гэв/с	$\langle n_{_{S}} \rangle$	Лите- рату- ра
CH2	p, 70 170 600	$6,6\pm0,6$ 7,7\pm0,5	10	Al Fe	$\sim 600 \\ p, 160 \\ 260$	$12,0\pm0,7$ $12,25\pm0,89$ $12,24\pm4,46$	10
C C Al	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c}9,7\pm0.6\\6,36\pm0,06\\7,89\pm0,34\\10,13\pm0,42\\11,44\pm0,64\\12,28\pm0,83\\8,1\pm0,4\\11,25\pm0,76\\10,1\pm0,6\\12,87\pm1,18\\14,0\pm2,49\end{array}$	8 13 13 10 13 10 13	Cu Sn Pb	$\begin{array}{c} 260 \\ 520 \\ p, 70 \\ 170 \\ \sim 600 \\ p, 160 \\ 260 \\ 520 \\ p, 169 \\ 260 \end{array}$	$\begin{array}{c} 13,21\pm1,16\\ 16,05\pm2,90\\ 8,0\pm0,6\\ 12,2\pm1,1\\ 15,7\pm1,3\\ 13,31\pm1,13\\ 15,14\pm1,40\\ 17,05\pm3,60\\ 14,75\pm1,41\\ 15,61\pm1,51\\ \end{array}$	10 10 13 13

Среднее значение  $\langle n_s \rangle$  монотонно растет с увеличением первичной энергии, возрастая вдвое в интервале  $E_0 \approx 20-200$  Гэв (рис. 1 и табл. I). При более высоких энергиях степень роста  $\langle n_s \rangle$  уменьшается. Роль ядра в развитии процесса множественного рождения становится более очевидной, если рассматривать отношение  $R_A = \langle n_s \rangle / \langle n_s \rangle_{\rm H}$ , здесь  $\langle n_s \rangle_{\rm H}$  — средняя множественность ливневых частиц в столкновении адрона с нуклоном при той же первичной энергии  $E_0$ . Величину  $R_A$  иногда называют «нормированной средней множественностью».



Рис. 1. Энергетическая зависимость (n<sub>s</sub>) в эмульсии <sup>6,22</sup>.

На рис. 2, а представлена зависимость  $R_A$  для эмульсии ( $A \sim 65$ ) от  $E_0$ , заимствованная из работы <sup>7</sup>. Видно, что экспериментальные данные не противоречат весьма важному выводу о независимости  $R_A$  от энергии для  $E_0 \ge 70$  Гэе. Предельное значение  $R_A$  для эмульсии близко к 1,7. Есть экспериментальное указание на то, что «асимптотический режим» для легких ядер наступает быстрее, чем для тяжелых <sup>8</sup>.

Здесь и в дальнейшем мы под «асимптотическим режимом» понимаем стремление физической величины к простой функциональной зависимости (в частности, к константе), начиная с некоторого значения энергии  $E_0$ .

Важным свойством отношения  $R_A$  является его слабая зависимость от атомного номера ядра-мишени. Если представить  $R_A = A^{\alpha}$ , то оказывается, что показатель а возрастает от 0 при  $E_0 = 10$  Гэв до значения ~ 0,12 при 68 Гэв. В области первичных энергий свыше 200 Гэв а становится практически постоянным ( $\alpha = 0,13 - 0,15$ )<sup>7,9</sup>. По данным работы <sup>7</sup> при  $E_0 = 200$  Гэв  $\alpha = 0,131 \pm 0,005$ .

Слабая зависимость а от атомного номера подтверждена в работе, выполненной в космических лучах <sup>10</sup>, где  $R_A$  аппроксимировалось соотношением  $R_A = \beta A^{1/3}$ . Для ядер Al, Cu, (Ag, Br) в интервале энергий 50— 3000 Гэв экспериментальные данные согласуются с этой зависимостью (см. также работу <sup>14</sup>) при значении коэффициента  $\beta = 0.41 \pm 0.04$ . Если положить коэффициент  $\beta$  равным единице, то вновь оказывается  $R_A \sim \sim A^{0,1}$ . Вообще показатель с существенно зависит от вида аппроксимации  $R_A$ . Линейная зависимость величины  $R_A$  от  $A^{1/3}$  подробно анализировалась в работе <sup>12</sup>, где были использованы эмульсионные данные для протонов в широком диапазоне первичных энергий 6,2 Гэв  $\leq E_0 \leq 3000$  Гэв. Анализ показывает, что экспериментальные данные согласуются с зависимостью  $R_A = c + dA^{1/3}$ , где коэффициенты с и d (и, следовательно, величина  $R_A$ ) не зависят от величины первичной энергии для  $E_0 \geq 50$  Гэв.



Рис. 2. а) Энергетическая зависимость  $R_A = \langle n_s \rangle / \langle n_s \rangle_H$  для ядер фотоэмульсии <sup>7</sup>; 6) зависимость величины  $R_A = \langle n_s (E_0) \rangle / \langle n_s (E_0) \rangle_H$  от числа сильноионизующих частиц в эвезде  $N_{h^*}$ . Фотоэмульсионные данные <sup>20</sup>.

На этом основании, используя результаты для энергий  $E_0 = 67$  Гэв и  $E_0 = 200$  Гэв, автор <sup>15</sup> получил следующие величины параметров:  $c = 0.716 \pm 0.018$  и  $d = 0.283 \pm 0.015$ . В этой же работе производился подбор параметров из более общей зависимости  $R_A = c + dA^{\gamma}$ . Использовались' данные для A = 1; 14; 95. Результаты представлены в табл. II.

Таблица II

Е0, Гэв	с	d	Ŷ	R <sub>A</sub>	α
$\begin{array}{c} 6,2 \\ \sim 21,0 \\ 27,0 \\ 67,0 \\ 200,0 \\ \sim 1000 \\ \sim 3000 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,91\pm 0,03\\ 0,82\pm 0,03\\ 0,75\pm 0,04\\ 0,74\pm 0,03\\ 0,70\pm 0,02\\ 0,74\\ 0,74\pm 0,17\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,09\pm 0,03\\ 0,18\pm 0,03\\ 0,25\pm 0,04\\ 0,26\pm 0,02\\ 0,30\pm 0,02\\ 0,26\\ 0,31\pm 0,06\end{array}$	$0,72\pm0,048\\0,46\pm0,17\\0,60\pm0,24\\0,35\pm0,10\\0,31\pm0,08\\-\\0,18\pm0,25$	$1,27\pm0,02\\1,54\pm0,03\\1,61\pm0,03\\1,80\pm0,05\\1,87\pm0,03\\1,79\pm0,26\\1,88\pm0,30$	0,050,100,130,140,15 $-0,17$

Здесь же в последней колонке таблицы даны подобранные значения показателя  $\alpha$  из зависимости  $R_A = \beta A^{\alpha}$  (коэффициент также варьировался). Видно, что величина  $\alpha$  в широком диапазоне первичных энергий  $E_0$  оказывается весьма малой (~ 0,1 — 0,2) (см. п. 2.6 и 2.9).

Особый интерес для изучения зависимости  $R_A$  от атомного номера представляют экспериментальные данные, полученные на определенных ядрах. В работе <sup>13</sup> исследовалось множественное рождение на ядрах

8

С, Al, Fe, Sn, Pb в диапазоне энергий  $E_0$  от ~ 80 до ~ 600 Гэе. Эксперимент проводился в космических лучах. Первичный поток состоял из ~ 70% протонов и ~ 30% пионов. Зависимость  $R_A$  от атомного номера, полученная в этой работе при  $E_0 \approx 160$  Гэе, изображена на рис. З. Аппроксимация данных зависимостью  $R_A = A^{\alpha}$  дает значение  $\alpha = 0,129 \pm 0,004$ . В пределах статистической точности величина  $R_A(\alpha)$  оказывается не зависящей от первичной энергии в области  $E_0 \ge 160$  Гэе.

Зависимость  $R_A$  от A для взаимодействия пионов с ядрами C, Al, Cu, Ag, Pb и U при двух значениях  $E_0$  (100 и 175 Гэв) получена в работе <sup>14</sup>. Сравнение показывает, что при определенном значении A величина  $R_A$ 

для первичных пионов несколько меньше, чем для первичных протонов; однако и те и другие данные могут быть описаны единой зависимостью, если их представить как функцию величины v=  $= A\sigma_N/\sigma_t$ , где  $\sigma_N$  и  $\sigma_t$  — неупругие сечения взаимодействия адрона с нуклоном и ядром. Величина у характеризует среднее число столкновений первичного адрона с нуклонами внутри ядра. Зависимость R<sub>A</sub> от v оказывается близкой к линейной. В работе <sup>15</sup> отмечается, что этот факт подтверждает зависимость  $R_A = c + dA^{1/3}$ , так  $\sigma_t \sim A^{0,7}$ как (см. п. 1.4).

Таким образом, следует еще раз подчеркнуть, что  $R_A$  и, следовательно, средняя множественность  $\langle n_s \rangle$  слабо зависят от атомного номера ядра-мишени A. Форма распределения множествен-

ности характеризуется значениями его моментов. Дисперсия  $D = \langle n_s \rangle^2 - \langle n^2 \rangle_s$  (второй центральный момент) распределения в адрон-ядерных соударениях ведет себя как функция л. аналогично дисперсии распределения множественности в адрон-нуклонных соударениях. На рис. 4, а представлена экспериментальная зависимость  $\sqrt{D}(\langle n \rangle_{s})$  по эмульсионным данным <sup>7</sup>. В пределах ошибок эксперимента можно говорить о линейной связи величин  $\sqrt{D}$  и  $n_s$  подобно тому, как это наблюдалось для pp-взаимодействий:  $\sqrt{D} = a \langle n_s \rangle + b$ , причем параметр наклона *а* оказывается близким к значению  $a_{pp} \approx 0.6$ . Так, для всех взаимодействий по данным работы <sup>7</sup>  $a = 0.64 \pm 0.02$ . На рис. 4, 6 изображено отношение  $M = \langle n_s \rangle / \sqrt{D}$  в зависимости от первичной. энергии  $E_0$  для нескольких ядер <sup>10</sup>. Величина M во всех случаях оказывается близкой к 2 (как и в рр-соударениях) и практически не меняется с изменением Е. Отмеченные свойства, в частности, указывают на то, что величина n<sub>s</sub> не распределена по закону Пуассона, для которого следовало ожидать роста  $M \sim \sqrt{\langle n_s \rangle}$ .

Сходство с элементарными соударениями обнаруживают распределения вероятности рождения n быстрых частиц  $W(n) = \sigma_n/\sigma_t$ , где  $\sigma_n - c$ ечение генерации звезды с n быстрыми частицами. Как известно, в адроннуклонных соударениях для первичных энергий свыше 50 Гэв это распределение обнаруживает свойство универсальности:  $\langle n \rangle W(n) = \psi(\xi)$ , где  $\xi = n/\langle n \rangle$  (KNO-скейлинг, предсказанный в работе <sup>16</sup>). Проверка этого свойства для адрон-ядерных столкновений при высоких энергиях проводилась в нескольких работах (см., например, <sup>8, 9, 17-19</sup>). Общие выводы:





Светлый кружок - эмульсионные данные.

сводятся к существованию универсальной зависимости вида  $\langle n \rangle W(n) = = \psi(\xi)$ , хотя о форме функции  $\psi(\xi)$  единого мнения нет.

В настоящее время очевидно, что для окончательного решения вопроса о конкретном виде ядерной скейлинговой функции ψ (ξ) необходимо существенное увеличение статистического материала, полученного для



Рис. 4. а) Зависимость дисперсии  $D = \langle n_s \rangle^2 - \langle n_s^2 \rangle$  от средней множественности ливневых частиц  $\langle n_s \rangle$  (эмульсионные данные (указаны значения  $E_0$  в Гэв); б) энергетическая зависимость величины  $M = \langle n_s \rangle / \sqrt{D} \, ^{10}$ ; е) зависимость M от числа серых треков в звезде для взаимодействий с тяжелыми ядрами эмульсии ( $N_h \ge 7$ ) ( $E_0 = 200 \, \Gamma$ эв).

разных ядер. Существование ядерного KNO-скейлинга, в принципе, следует считать экспериментально доказанным. Упоминавшаяся выше линейная зависимость стандартного отклонения  $\sqrt{\langle n_s \rangle^2 - \langle n_s^2 \rangle}$  от  $n_s$  является следствием универсальности  $\psi$  (§).

Здесь важно обратить внимание на следующее. Наблюдаемое сходство элементарных и ядерных распределений ψ (ξ) может означать, что бо́льшая часть продуктов акта множественного рождения распространяется в ядре как единое целое со средним свободным пробегом, сравнимым с размерами ядра.

1.2. Угловые распределения вторичных адронов

Угловые распределения обнаруживают характерные предельные свойства, которые непосредственно обусловлены динамикой адрон-ядерного взаимодействия и имеют относительно слабую зависимость от А. Анализ акспериментальных угловых распределений ливневых частиц показывает, что в лабораторной системе (ЛС) может быть выделен узкий конус с углом раствора  $\theta_{\Pi} \approx 0, 1-0, 05$  (он приблизительно равен половинному углу раствора конуса в элементарном акте) относительно направления движения первичной частицы, в котором внешне не проявляется воздействие ядерной среды на вторичные адроны. На рис. 5, а изображена зависимость средней множественности ливневых частиц  $\langle n_s \rangle$  от количества треков с плотной ионизацией  $N_h$  в разных угловых интервалах по данным, полученным при облучении фотоэмульсии протонами с импульсом 200 Гэв/с <sup>20</sup>. Хорошо видно, что множественность частиц, рожденных во внутреннем конусе (углы вылета в ЛС  $\theta_{\Pi} \leq 0,1$ ), слабо чувствительна



Рис. 5. а) Зависимость средней множественности ливневых частиц от  $N_h$  в ограниченных угловых интервалах <sup>20</sup>; б) средняя псевдобыстрота  $\langle -\lambda \rangle = \langle -\lg \operatorname{tg} \theta_{\Pi} \rangle$  как функция  $N_h$  в различных угловых интервалах <sup>23</sup>.

к  $N_h$ , которая является мерой возбуждения ядра (см. 2.9). Ядро выглядит как бы прозрачным по отношению к частицам, находящимся во внутреннем конусе, и общий рост множественности оказывается локализованным преимущественно в конусе внешнем (углы вылета частиц в ЛС  $\theta_{\Pi} \ge 0,1$ ).

Это свойство иллюстрируется также рис. 6, где изображено угловое распределение вторичных заряженных релятивистских частиц в шкале  $\lambda = \lg tg \, \theta_{\Pi}$  (псевдобыстрота  $\lambda$  приблизительно равна быстроте у в описании инклюзивных процессов, см.<sup>2</sup>)\*). Материал получен при облучении ядер эмульсии протонами с импульсом 200 Гэв/с<sup>22,23</sup>. Здесь же для сравнения показано угловое распределение ливневых частиц из *pp*-взаимодействия. В области значений псевдобыстрот  $\lambda \leq -2$  оба распределения практически совпадают. Эту область можно сопоставить процессу фрагментации налетающей частицы. Ее протяженность в шкале  $\lambda$  приблизительно равна единице и обладает удивительной независимостью от первичной энергии  $E_0$ (см. также п. 1.3).

Другой важный факт состоит в том, что с ростом заселенности внешнего конуса форма углового распределения для находящихся в нем частиц практически не меняется. Это заключение подтверждается рис. 5, $\delta$ , где представлена зависимость средней величины  $\langle -\lambda \rangle = \langle -\lg tg \theta_{\pi} \rangle$  от велиş

<sup>\*)</sup> Заметим, что унифицированного обозначения псевдобыстроты нет. Мы использовали обозначения, приведенные в оригинальных работах.

чины  $N_h$  во внутреннем и внешнем конусах <sup>23</sup>. Для раствора, соответствующего tg  $\theta_{II} = 0.08$ , значение  $\langle \lambda \rangle$  во внешнем конусе остается постоянным, хотя сама величина  $\langle n_s \rangle$  растет с ростом  $N_h$ . Слабое влияние степени



Рис. 6. Распределения псевдобыстрот для взаимодействий протонов с ядрами эмульсии.  $E_0 = 200 \ \Gamma_{3\theta}$ .

а) Интегральное (пормированное)<sup>23</sup> (P≥λ); б) дифференциальное для событий с N<sub>h</sub> ≥ 0 (сплошная гистограмма) и для pp-взаимодействий (штриховая). Нормировка по числу взаимодействий<sup>22</sup>.

возбуждения ядра-мишени на угловое распределение ливневых частиц проявляется и в интегральном распределении  $\langle n_s \rangle$  в зависимости от псевдобыстроты  $\lambda = \lg \lg \vartheta_{\Pi}$  (см. рис. 6, *a*). На этом рисунке стрелками показаны



Рис. 7. Распределение  $dn_s/d\eta$  при столкновении протонов с ядрами эмульсии при энергиях 67 и 200 Гэв (сплошная гистограмма —  $E_0 = 200$  Гэв).

Стрелки указывают положения центров инерции при соударении со средней трубкой. Сплошные кривые результаты расчета по гидродинамической теории <sup>24</sup>. значения псевдобыстрот, делящих общую множественность. пополам. Видно, что для разных значений N<sub>h</sub> медианные псердобыстроты близки друг к другу, что и подтверждает слабую зависимость формы угловых распределений от N<sub>h</sub>. Развитие процесса внутри ядра, которое сопровождается ростом  $N_h$ , проявляется в том, что размножение всеболее отчетливо перемещается в область положительных псевдобыстрот, соответствующую области фрагментации мишени.

Зависимость угловых распределений от первичной энергии  $E_0$  прослеживается на рис. 7, где они даны в шкале перемен-

ной  $\eta = -\ln tg (\theta_{\Pi}/2)$ . На этом же рисунке изображены результаты расчетов по гидродинамической теории <sup>24</sup> (см. п. 2.6). Можно сказать, что для энергий  $E_0 \ge 50 \, \Gamma$ эе область фрагментации мишени сформирована полностью. Видно, что с повышением первичной энергии развитие про-

цесса идет в основном за счет области фрагментации налетающей частицы. А это приводит к уже отмечавшейся выше (п. 1.1) независимости нормированной множественности  $R_A$  от энергии (см. также п. 1.3). Вообще,

следовало бы ожидать некоторого падения величины  $R_A$  с ростом  $E_0$ , что видимо не противоречит экспериментальным результатам (см. рис. 2, *a*).

При изучении угловых распределений вторичных релятивистских частиц полезными оказываются распределения по величине  $Z = \langle n_s(>\eta) \rangle_A / \langle n_s(>\eta) \rangle_{\rm H}$  — отношению интегрального числа ливневых частиц с псевдобыстротой, большей  $\eta =$  $= -\ln tg (\theta_{\rm H}/2)$ , из адрон-ядерных взаимодействий к интегральному числу ливневых частиц с такой же псевдобыстротой из адрон-протонных взаимодействий. Впервые величина Z рассматривалась в работах <sup>26</sup>, 35.

Экспериментальное распределение по величине Z, полученное в работе <sup>25</sup>, представлено на рис. 8. Плавные кривые на этом рисунке рассчитаны по модели <sup>27</sup>. Можно отметить совпадение расчета с экспериментом.

Угловые распределения (распределения по псевдобыстроте) обнаруживают определенную регулярность по переменной  $\xi_s = n_s / \langle n_s \rangle$ . Распределения нормированной величины  $(1/\pi\sigma_n)d\sigma_n/d\eta$  для двух значений первичной энергии 30 и 200 Гэе и трех интервалов значений величины изу-



Рис. 8. Зависимость  $Z = \int_{n=1}^{\infty} F(\eta) d\eta / \int_{n=1}^{\infty} F_0(\eta) d\eta$  от  $\eta_{\min} \eta_{\min} \eta_{\min}$ неевдобыстроты  $\eta = -\ln tg(\theta_{\Pi}/2)$ .  $F_0(\eta)$  и  $F(\eta)$ — распределения по  $\eta$  в pN- и pA-взаимодействиях. Взаимодействия по то старами амульски.  $E_0 = 200$  Гво <sup>31</sup>. 1 — взаимодействия с тянелыми ядрами ( $N_h \ge 7$ ). 2 — взаимодействия с легкими ядрами ( $1 \le N_h \le 6$ ),  $n_b \ge 1$  с пробегом  $R_b \le 80$  мкм. Плавные кривые — расчет <sup>28</sup>.

чались в работе <sup>28</sup>. Аналогично результату для *pp*-взаимодействий ядерные данные указывают на своеобразное насыщение угловых распределений скейлинг по  $\xi_s$ , имеющий место как для области фрагментации мишени, так и области фрагментации налетающей частицы.

## 1.3. Фрагменты ядра-мишени. Корреляции между вторичными частицами

Фрагменты ядерной мишени характеризуются величинами  $N_h$ ,  $n_b$ ,  $n_g$ . Средняя множественность сильноионизующих частиц  $\langle N_h \rangle$ , пройдя через максимум вблизи первичной энергии  $E_0 \sim 10$  Гэв, убывает с замедляющейся скоростью и в области  $E_0 \ge 20$  Гэв выходит на постоянное значение  $N_h \approx 7-8$  (рис. 9 и табл. I, см. и п. 2.9). Для сравнения на этом же рисунке представлены результаты расчета по модели внутриядерных каскадов (см. п. 2.5).

Устойчивость по отношению к  $E_0$  сохраняют и дифференциальные распределения  $N_h$ ,  $n_g$ ,  $n_b$ . «Насыщение» формы распределений проявляется, например, в интегральной вероятности появления звезд с числом сильноионизованных треков больше  $N_h$  (P ( $\ge N_h$ ))<sup>23</sup> (рис. 10). Подобное свойство обнаруживают распределения  $n_g$  и  $n_b$ <sup>22</sup> (см. п. 2.9).

В работе <sup>8</sup> анализировались дифференциальные распределения идентифицированных протонов из взаимодействий пионов с углеродом в интервале *E*<sub>0</sub> от 4 до 40 *Гэв*. Было показано, что уже при этих энергиях распределение протонов в пределах статистических ошибок не изменяется.

Если для  $E_0 \ge 20$  Гэв можно говорить об отсутствии зависимости множественности сильноионизующих частиц от энергии  $E_0$ , то зависимость



Рис. 9. Энергетическая зависимость  $\langle N_h \rangle$ ,  $\langle n_b \rangle$ ,  $\langle n_g \rangle^{22}$ . Кривые — расчет по каскадно-испарительной модели.



Рис. 10. Вероятность появления звезд вэмульсии с числом сильноионизованных треков больше N<sub>h</sub><sup>23</sup>.

от геометрических размеров ядра для них оказывается очень сильной. В работе <sup>22</sup> исследовалась зависимость множественности от массового чис-



Рис. 11. Зависимость отношения  $R_E = \langle n_s (N_h, E_{01}) \rangle / \langle n_s (N_h, E_{02}) \rangle$ от числа сильноионизующих частиц в звезде  $N_h^{20}$ .

ла ядра-мишени в виде степенной функции  $\sim A^{\alpha}$ . Для черных, серых треков и их суммы были получены значения коэффициента а соответственно:  $a_b =$  $= 0,655 \pm 0,025$ ;  $a_g = 0,672 \pm 0,030$ и  $a_h = 0,661 \pm 0,025$ . Следует отметить, что приведенные ошибки, видимо, не учитывают точность выделения легких и тяжелых ядер эмульсии. Таким образом, приблизительно  $\langle N_h \rangle$ ,  $\langle n_b \rangle$ ,  $\langle n_g \rangle \sim A^{2/3}$ .

Величины  $N_h$ ,  $n_b$ ,  $n_g$ , которые, как уже отмечалось, являются мерой «отклика» ядра на вносимое в него возмущение, коррелированы с характеристиками релятивистских частиц.

Характерные свойства насыщения обнаруживаются в поведении  $n_s$ , если рассмотреть ее корреляции с  $N_h$ ,  $n_g$ и сопоставить данные, полученные для разных первичных энергий (см. п. 2.9).

Примечательно поведение величины отношения множественностей ливневых частиц при различных энергиях  $E_0$ ;  $R_E = \langle n_s(N_h, E_{01}) \rangle / \langle n_s(N_h, E_{02}) \rangle$  как функции  $N_h$  (рис. 11). Для первичных энергий ниже-

 $\sim 50$  Гэв величина  $R_E$  зависит от числа сильноионизующих частиц в звезде  $N_h$ , однако при более высоких энергиях это отношение оказывается постоянным и, что особенно важно, близким к соответствующему отношению для элементарных соударений (табл. III). Таким образом, средняя множественность ливневых частиц при высоких энергиях как бы перестает чувствовать степень возбуждения ядра-мишени. Это свойство может быть представлено в виде

$$\langle n_s(E_0, N_h) \rangle = \langle n_s(E_0) \rangle_{\mathrm{H}} R_A(N_h),$$

где  $\langle n_s \rangle_{\rm H}$  — средняя множественность заряженных ливневых частиц в адрон-протонном взаимодействии.

Отношение  $R_A$  ( $N_h$ ), как функция числа сильноионизующих частиц, обнаруживает интересные особенности. Во-первых, в пределах имеющегося в настоящее время статистического материала

Ядерное взаимодействие: *р*, ядерная эмульсия<sup>21</sup>

E01; E02, Fəc	R <sub>E</sub>	В <sub>ЕН</sub> (pp-взаимо- действие)		
21,5; 6,2	$2,03\pm0,04$	$1,50\pm0,01$		
200; 69	1,31\pm0,03	$1,30\pm0,03$		
300; 200	1,17	1,15		

 $\dot{R_A}$   $(N_h)$  может быть представлено линейной зависимостью  $R_A$   $(N_h) =$  $a = a + bN_h$  (см. рис. 2, б), где величина a близка к 1 для  $E_0 > 100$  Гэв. По данным работы <sup>7</sup>, выполненной с помощью ядерной эмульсии, облученной в пучке протонов с импульсом 200 Гэв/с, для событий с  $N_h \gg 2$   $a = 1,11 \pm 0,04$ . Результат сохраняет устойчивость с повышением первичной энергии. В работе<sup>21</sup> анализировались данные по космическим ливням в фотоэмульсии. Средняя энергия одной группы событий составила ~11 Тэв, для другой средняя величина  $E_0 \approx 0.5$  Тэв. В качестве оценки величины  $R_A$  использовалось отношение  $R_A \equiv n_s/\varphi(E_0)$ , где  $\varphi(E_0)$  – аналитическое выражение для зависимости множественности в рр-взаимодействиях от первичной энергия. Результаты обработки подтверждают вывод относительно независимости величины  $a \approx 1$  (а также и наклона b) от первичной энергии, причем вывод практически нечувствителен к методу определения  $\langle n_s \rangle_{\rm H}$ . Как следует из рис. 2, б, можно говорить о насыщении величины R<sub>A</sub> как функции E<sub>0</sub> при любом значении N<sub>h</sub>. Отмеченные предельные свойства отношений множественности ливневых частиц  $R_E$  и  $R_A$  получили название «скей-линга» ядерной множественности <sup>21, 28</sup>. В частности, эту закономерность можно рассматривать как полезное эмпирическое правило, позволяющее предсказывать множественность (n<sub>s</sub>) в pA-взаимодействиях по известным рр-данным.

Как уже можно было видеть из фактов, приведенных в 1.2, коэффициенты *a* и *b* зависят от угла вылета (псевдобыстроты) вторичной релятивистской частицы.

Интересное предельное свойство обнаружено краковской группой <sup>29</sup> в поведении коэффициентов линейной связи между множественностями  $n_s$ и  $N_h$  для различных интервалов псевдобыстрот  $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta_{11}/2)$ . Были использованы эмульсионные данные для первичных энергий 67 Гэв, 200 Гэв и 3000 Гэв (материал, полученный в «космике»). Авторы обратили внимание на то обстоятельство, что вне зависимости от первичной энергии область развития компоненты b, зависящей от ядерного возбуждения, сдвинута относительно области развития компоненты a на две единицы псевдобыстроты  $\eta$ . Таким образом, всегда имеется свободная от влияния ядра-мишени область псевдобыстрот, протяженность которой  $\Delta \eta$  не зависит от первичной энергии. В шкале $\lambda$  размер этой области приблизительно.

Таблица III

равен единице (см. п. 1.2, где отмечалось, что в этой области адрон-ядерные и адрон-нуклонные распределения псевдобыстрот совпадают). Указанный факт пока еще не нашел своего объяснения.

Слабую зависимость от величин, характеризующих степень возбуждения или развала ядра-мишени  $n_b$ ,  $n_g$ ,  $N_h$ , обнаруживает дисперсия Dраспределения множественности релятивистских частиц  $n_s$ . На рис. 4 представлена полученная в работе <sup>25</sup> экспериментальная зависимость  $M = n_s / \sqrt{D}$  от  $n_g$  для группы взаимодействий протонов с тяжелыми ядрами эмульсии (Åg, Br). Первичная энергия  $E_0 = 200$  Гэв. Видно, что зависимость весьма слабая. Этот факт, как и другие свойства распределения  $n_s$  (например, KNO-скейлинг) указывает на то, что система частиц, рожденных в столкновении адрона с ядром, сохраняет свойства в течение времени, сравнимого со временем распространения системы в ядре.

## 1.4. Полные сечения взаимодействия адронов с ядрами

В настоящее время оказалось, что экспериментальная энергетическая зависимость полных сечений взаимодействия адронов с ядрами не обнаруживает простых асимптотических свойств, какие ожидались всего лишь несколько лет назад.



Рис. 12. Энергетическая зависимость Тполных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами <sup>32</sup>.

Здесь мы рассмотрим два вопроса: зависимость  $\sigma_t (E_0)_{A=\text{const}}$  и  $\sigma_t (A)_{E_0=\text{const}}$ . Относительно энергетической зависимости полного сечения имеются хорошие ускорительные данные, вплоть до значений первичной энергии  $E_0 \approx 300$  Гэе.

Для протонов,  $\pi$ - и *К*-мезонов обоих знаков в области первичных энергий  $E_0 \sim 20 - 100$  Гэв установлено постоянство сечения в широком диапазоне значений  $A^{30}$ . Нейтрон-ядерные полные сечения при тех же значениях  $E_0$  продолжают уменьшаться с увеличением энергии.

Наиболее подробно зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами вплоть до энергий  $E_0 = 270$  Гэв изучена в работах <sup>31</sup>, <sup>32</sup>. На рис. 12 представлена зависимость  $\sigma_t (E_0)_{A=\text{const}}$ , полученная в работе <sup>32</sup>. Из рисунка следует, что известный минимум в сечении взаимодействия двух нуклонов в районе  $E_0 \sim 100$  Гэв сдвигается уже для ядер бериллия в сторону больших энергий. Для сечений nC, nAl, nCu в пределах ошибок эксперимента вообще не наблюдается возрастания сечения вплоть до  $E_0 = 270$  Гэв, а для nPb-столкновений это сечение даже продолжает уменьшаться.

Рост сечения неупругого взаимодействия адронов с легкими ядрами в области первичных энергий  $E_0 \ge 200$  Гэв был обнаружен в ряде работ, выполненных в космических лучах. Есть указания на то, что рост сечения продолжается в области  $1 \le E_0 \le 10$  Тэв. Более подробные сведения можно найти, например, в книге <sup>6</sup>.

Для тяжелых ядер отмеченное свойство полных сечений, по-видимому, не имеет места. Так, например, в работе <sup>34</sup> исследовалось сечение взаимодействия адронов с ядрами свинца. Полученный результат в пределах ошибок согласуется с заключением о том, что сечение взаимодействия адронов с ядрами свинца не изменяется с энергией. В настоящее время обсуждение этих фактов представляется преждевременным, поскольку эффективность установок, использующихся в исследовании космических лучей, существенно зависит от энергетических и пространственных характеристик вторичных частиц и их множественности. Это приводит к тому, что в различных экспериментах регистрируются разные доли неупругого сечения.

Во всем изучавшемся диапазоне первичных энергий  $E_0 \ge 20$  Гэе полные сечения взаимодействия адронов с ядрами согласуются с зависимостью  $A^{2/3}$ , которая указывает на сильную экранировку нуклонов в объеме

Таблица IV

		Первичные частицы									
Е <sub>0</sub> , Гэв	π+	π-	K-	p	$\overline{p}$	n	Адроны	рату- ра			
20 25 30 40 50 60 30300 500 6004000	$\begin{array}{c} 0,759 \pm \\ \pm 0,006 \\ \hline 0.751 \pm \\ \pm 0,05 \\ \hline 0,751 \pm \\ \pm 0,008 \\ \hline 0,726 \pm \\ \pm 0,012 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,738 \pm \\ \pm 0,004 \\ 0,742 \pm \\ \pm 0,006 \\ 0,756 \pm \\ \pm 0,005 \\ 0,754 \pm \\ \pm 0,004 \\ 0,744 \pm \\ \pm 0,004 \\ 0,740 \pm \\ \pm 0,004 \\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,738 \pm \\ \pm 0,007 \\ 0,761 \pm \\ \pm 0,007 \\ 0,754 \pm \\ \pm 0,006 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,691 \pm \\ \pm 0,004 \\ \hline 0,629 \pm \\ \pm 0,009 \\ \hline 0,698 \pm \\ \pm 0,004 \\ \hline 0,691 \pm \\ \pm 0,004 \\ \hline 0,697 \pm \\ \pm 0,004 \\ \hline 0,691 \pm \\ \pm 0,005 \\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,635\pm\\ \pm0,010\\ 0,651\pm\\ \pm0,009\\ 0,648\pm\\ \pm0,010\\ \end{array}$	0,77± ±0,01	$0,72\pm \pm 0,12$ $0,71\pm \pm 0,04$	30 30 30 30 30 30 31 11 34			

ядра (см. 2.9). В работе <sup>31</sup> для взаимодействия nA при  $E_0 \ge 30$  Гэв получено  $\sigma_t \sim A^{0,77\pm0,01}$ . В табл. IV и на рис. 13, а представлена зависимость показателя  $\beta$  из соотношения  $\sigma_t = \sigma_0 A^{\beta}$  от энергии первичных адронов. Видно, что в пирокой энергетической области величина  $\beta$  в пределах экспериментальных ошибок остается постоянной. Зависимость  $\sigma_t(A)$  для разных первичных частиц изображена на рис. 13,  $\delta$ . Характер



Рис. 13. *a*) Зависимость от первичной энергии  $E_0$  показателя степени  $\beta$  из соотношения  $\sigma_t = \sigma_0 A^{\beta}$  ( $\sigma_t$  — полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами);  $\delta$ ) зависимость сечений поглощения  $\pi^+$ -мезонов (1),  $K^+$ -мезонов (2) и протонов (3) от атомного веса ядра-мишени при импульсе 30  $\Gamma_{3e/c}$ . Сплошные линии — степенные зависимости <sup>30</sup>.

этой зависимости оказывается устойчивым по отношению к изменению  $E_0$ . Так, в работе <sup>14</sup>, в которой изучались взаимодействия пионов с ядрами С, Al, Cu, Ag, Pb, U при двух значениях  $E_0 = 100$  и 175 Гэв, показано, что измеренные сечения поглощения, как и сечения при более низких энергиях <sup>31</sup>, могут быть описаны одной и той же зависимостью  $\sigma_t \sim A^{0.75}$ . Отмеченный экспериментальный результат находится в хорошем согласии с расчетами, выполненными по модели Глаубера с учетом энергетического поведения полных сечений адрон-нуклонных взаимодействий.

## 1.5. Коэффициент неупругости

Коэффициент неупругости  $\langle K \rangle$  представляет собой долю первичной энергии, передаваемой при взаимодействии вторичным частицам. Имеющийся к настоящему времени экспериментальный материал позволяет сделать вывод о приблизительном постоянстве величины  $\langle K \rangle$  в широком интервале первичных энергий, по крайней мере вплоть до  $E_0 \approx 10$  *Тэе.* 

Более подробные сведения можно получить в монографиях <sup>5, 6</sup>. Здесь представляется целесообразным коротко остановиться на некоторых свойствах коэффициента неупругости, специфических для адрон-ядерных взаимодействий.

Прежде всего необходимо отметить очень слабую зависимость  $\langle K \rangle$  от атомного номера ядра мишени. Подробно эта зависимость изучалась в космических лучах на высокогорной станции Кум-Бель ФТИ УзССР <sup>36</sup>. Установка позволяла определить парциальный коэффициент неупругости — долю первичной энергии, передаваемой на образование  $\pi^0$ -мезонов. Средняя первичная энергия  $E_0 \sim 400 \ \Gamma_{\partial 6}$ . Полученные результаты для нескольких значений A представлены в табл. V. Ошибки значений только

4	q
	v

Таблина V

~~	Тип первичных	Мишень					
	частиц		Al	Fe	Pb		
$ \begin{array}{c} \langle K_{\pi^0} \rangle \\ \langle K_{\pi^0} \rangle_3 \\ \langle K_{\pi^0} \rangle_n \\ \langle K_{\pi_0} \rangle_\pi \end{array} $	Все адрены Заряженные адроны Нейтральные л-мезены	$0,22\pm0,010,24\pm0,010,17\pm0,010,33\pm0,02$	$0,24\pm0,01$ $0,26\pm0,01$ $0,19\pm0,02$ $0,38\pm0,04$	$0,25\pm0,02\\0,27\pm0,02\\0,19\pm0,02\\0,37\pm0,05$	$0,26\pm0,01$ $0,28\pm0,02$ $0,21\pm0,02$ $0,39\pm0,04$		

статистические. Обнаруживается очень слабая зависимость  $\langle K_{\pi^0} \rangle$  от величины A. Наглядно это изображено на рис. 14, a, b, где экспериментальные результаты сравниваются с расчетом по модели последовательных столкновений (см. гл. 2). Расчет дает зависимость  $\langle K_{\pi^0} \rangle \sim A^{0,12}$ , в то



Рис. 14. Зависимость коэффициента неупругости  $\langle K_{\pi 0} \rangle$  от атомного веса ядра-. мишени  $(a, \delta)$ <sup>36</sup>.

а) Все ядерно-активные частицы; б) для первичных нейтронов (сплошная линия — расчет по модели последовательных столкновений); в) полный коэффициент неупругости (К) как функция  $N_h$  для столкновений протонов с ядрами эмульсии.  $E_0 = 200$  Гэв <sup>23</sup>.

время как экспериментальная зависимость для первичных нейтронов  $\langle K_{\pi^0} \rangle \sim A^{0,06\pm0,036}$ ; для всех первичных адронов  $\langle K_{\pi^0} \rangle \sim A^{0,05\pm0,02}$  (см. также <sup>5, 6</sup>).

Вывод о слабой зависимости коэффициента неупругости ( $K_{\pi^0}$ ) следует также из результатов работ <sup>37, 38</sup>. В работе <sup>37</sup> с помощью ионизационного калориметра были определены парциальные коэффициенты неупругости

Таблица VI

Мишень Е0, Гэс		$\langle K_{\pi 0} \rangle$	Мишень	E <sub>0</sub> , Гэв	$\langle K_{\pi 0} \rangle$	
LiH	100—560 100—300	$0,15\pm0,04 \\ 0,19\pm0,03$	Pb– Cu	300-600 600-1400	$0,17\pm0,02$ $0,16\pm0,03$	

 $\langle K_{\pi^0} \rangle$ для полиэтилена (CH<sub>2</sub>)<sub>2</sub> и свинца. Средняя энергия первичных адронов  $E_0 \approx 400 \ \Gamma$ эв. Для полиэтилена  $\langle K_{\pi^0} \rangle_{\rm CH_2} = 0.18 \pm 0.04$ , для свинца  $\langle K_{\pi^0} \rangle_{\rm Pb} = 0.19 \pm 0.04$ . В работе <sup>38</sup> величина  $\langle K_{\pi^0} \rangle$  исследовалась в широкой энергетической области 100  $\Gamma$ эв  $\leqslant E_0 \leqslant 1400 \ \Gamma$ эв. Результаты работы представлены в табл. VI. Зависимость от A полного коэффициента неупругости  $\langle K \rangle$  при взаимодействии протонов с энергией  $E_0 = 200$  Гэв и ядер фотоэмульсии была проанализирована в работе <sup>25</sup>. Оказалось, что величины коэффициентов неупругости для легких (CNO) и тяжелых (Ag, Br) ядер эмульсии в пределах ошибок эксперимента не различаются:  $\langle K \rangle_{CNO} = 0.53 \pm 0.03$ ,  $\langle K \rangle_{AgBr} = 0.56 \pm 0.03$ .

Слабая зависимость полного коэффициента неупругости от величины A наблюдалась в столкновении космических нуклонов с ядрами (первичная энергия  $E_0 \approx 1350 \ \Gamma_{26} \ ^{39}$ ) (табл. VII). Экспериментальные данные описы-

Таблица VII

, ,	(K)
С <sup>12</sup> Fe <sup>50</sup> РЬ <sup>208</sup>	$\substack{0,65\pm0,08\\0,76\pm0,09\\0,92\pm0,11}$

ваются эмпирической зависимостью  $\langle K \rangle = (0,51 \pm \pm 0,06) A^{0,09\pm0,03}$ . В работе <sup>39</sup> этот результат сравнивался с расчетом по модели Глаубера \*) Расчетная зависимость  $\langle K \rangle = 0,55 A^{0,08}$  близка к экспериментально наблюдаемой.

Коэффициент неупругости обнаруживает интересные особенности в зависимости от степени возбуждения ядра-мишени. Имеющиеся экспериментальные результаты указывают на то, что величина (K) весьма слабо чувствительна к сос-

тоянию конечного ядра. Такой вывод следует, в частности, из рис. 14, e, где изображена экспериментальная зависимость  $\langle K \rangle$  от числа плотных треков в звезде  $N_h$ , полученная при облучении ядерной эмульсии протонами с импульсом 200  $\Gamma_{3e/c}$ <sup>23</sup>. Коэффициент неупругости определялся по углам вылета вторичных частиц с помощью техники, принятой в физике космических лучей  $\langle K \rangle = 1,5 \langle p_\perp \rangle \sum (\operatorname{cosec} \theta_i/E_0)$ , где принималось  $\langle p_\perp \rangle = 0,35 \ \Gamma_{3e/c}$ . Вторичная частица с наименьшим углом вылета исключалась. Оказывается, что для величины  $N_h \ll 7$  (для первичной энергии 200  $\Gamma_{3e} \langle N_h \rangle \sim 7$ )  $\langle K \rangle$  является монотонно и медленно растущей функцией  $N_h$ . Видно, что лидирующая частица уносит большую долю энергии. При дальнейшем увеличении  $N_h$  коэффициент неупругости становится практически постоянным ( $K \sim 0,55$ ).

## 1.6. Распределение вторичных адронов по поперечному импульсу

Подробный материал, относящийся к величине  $p_{\perp}$  в различных типах столкновений, собран в работах <sup>5, 6</sup>. Здесь мы ограничимся перечислением основных, надежно установленных экспериментально особенностей  $p_{\perp}$ и отметим новые важные факты, полученные в последние годы. Установленные закономерности таковы:

а). Средний поперечный импульс ливневых частиц весьма слабо зависит от первичной энергии (см. пп. 2.6 и 2.9).

б) Распределение по р<sub>⊥</sub> для вторичных частиц определенного типа чувствительно к природе первичной частицы. Это свойство является отражением сохранения «лидирующей» частицы.

в) Надежно установлена зависимость величины  $\langle p_{\perp} \rangle$  от природы вторичной частицы. Наблюдается рост  $\langle p_{\perp} \rangle$  с увеличением массы вторичной частицы (см. п. 2.6).

г) Средняя величина  $\langle p_{\perp} \rangle$  ливневых частиц в адрон-ядерных соударениях слабо связана со степенью возбуждения ядра-мишени.

д) Распределения поперечных импульсов очень слабо зависят от первичной энергии в широком диапазоне  $E_0$ .

<sup>\*)</sup> Модель Глаубера кратко изложена в приложении.

Наблюдаемое значение среднего поперечного импульса ливневых частиц  $(p_{\perp})_s (0,3-0,4 \ \Gamma \imath s s/c)$  оказывается существенно меньше величины, предсказываемой моделью внутриядерного каскада; особенно резким расхождение становится в области энергий  $E_0 \ge 100 \ \Gamma \imath s s$ , где каскадная модель дает рост зависимости  $p_{\perp}$  от  $E_0$  и расчетные значения отличаются от экспериментальных почти вдвое. Этим вновь подтверждается уже отмечавшаяся

выше менее интенсивная диссипация первичной энергии в ядре, чем та, которую следует ожидать по модели последовательных столкновений.

Экспериментальные результаты, касающиеся поведения  $p_{\perp}$  при значениях энергии  $E_0 \gg 10^3$  Гэв, получены при исследовании взаимодействий в космических лучах. Эти данные имеют значительные неопределенности, но, тем не менее, указывают на некоторые новые свойства распределения по  $p_1$ :

1) Средний поперечный импульс  $\langle p_{\perp} \rangle$  в интервале первичных энергий  $10^3 - 10^6 \Gamma$  зв медленно (возможно, логарифмически) растет с энергией.

2) Сечение генерации частиц с поперечными импульсами  $p_{\perp} > 2 \Gamma_{\beta \theta}/c$  при  $E_{\theta} = = 10^6 \Gamma_{\beta \theta}$  оказывается уже заметным.

3) В интервале энергий от  $10^5$  до  $10^8$  Гэв как величина  $\langle p_{\perp} \rangle$ , так и сечение генерации частиц с большими значениями  $p_{\perp}$  продолжают расти.

Подробный анализ адронных взаимодействий в космических лучах при энергиях выше 10<sup>5</sup> Гэв содержится в работе <sup>4</sup>.

Распределение поперечных импульсов в области больших значений  $p_{\perp}$  обнаружило довольно неожиданную зависимость от типа ядра-мишени. В работе <sup>40</sup> изучалось инклюзивное сечение генерации на ядрах Ті, Ве, W частиц с большими значениями поперечного импульса и вылетающими под углом  $\theta_{\Pi} = 90^{\circ}$  ( $\theta_{\Pi}$  — угол вылета в Ц-системе) к направлению первичного пучка протонов. Первичный импульс  $p_0 = 300 \ \Gamma_{26}/c$ . На рис. 15 представлена зависимость показателя *n* из соотношения  $E \ d^3\sigma/dp^3 \sim A^n$ . Вместо ожидаемого из зависимости полного сечения от A постоянного значения  $n \sim 2/3$  эксперимент дает рост *n* вплоть до значения  $\sim 1,1$  при  $p_{\perp} \approx 3 \ \Gamma_{26}/c$ .

## 1.7. Неупругие взаимодействия фотонов и лептонов с ядрами



Рис. 15. Зависимость от массового номера ядра-мишени Aсечения рождения шионов с большими поперечными импульсами  $p_{\perp}^{40}$ .

Угол рождения  $\theta_{II} = 90^{\circ}, E_0 = = 300 \Gamma^{2\theta}.$ 

сечение фотопоглощения было бы пропорционально первой степени массового числа A.

В принципе возможна и более слабая зависимость от A. Эта возможность (см. п. 2.8) основана на результатах экспериментов по фоторождению векторных мезонов ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\varphi$ ) на нуклонах и ядрах, в которых обнаруживается определенное сходство фотонов с адронами. Такое сходство приводит к тому, что средний свободный пробег фотонов может оказаться сравнимым с размерами ядра ( $\lambda_{\gamma} \sim 3 \ \text{Gm}$ ). Следствием этого является ослабление цервичного цотока в ядре (экранировка внутренних нуклонов ядра), которое должно в пределе очень высоких энергий приводить к зависимости  $\sigma_{\gamma A} \sim A^{2/3}$ .

Таким образом, зависимость полного сечения фотопоглощения от атомного номера при фиксированной первичной энергии и изменение этой зависимости с энергией являются важными критериями для проверки теоретических моделей.

Наиболее подробно зависимость полного сечения фотопоглощения от энергии и атомного номера ядра-мишени изучалась в работе <sup>41</sup>. Энергия первичных фотонов варьировалась в пределах от 4 до 18 Гэв, в качестве мишеней были использованы ядра С. Си. Рb. Величины, определенные в этой работе, представлены в табл. VIII. Здесь  $\sigma_{\gamma A}$  — полное сечение

Таблица VIII

	UNC.	$\sigma_{nC}$ , $\sigma_{nC}$	Juch, Juph,			$A_{\partial\phi\phi}$		A	а <sub>эфф</sub> /А,	%
E <sub>0</sub> , Гэ6	лкб М	рси <sup>,</sup> мпб	үг D. мкб	С	Cu	Pb	С	Cu	Pb	
4,1 <u>±</u> 0,5	$1305\pm$ $\pm 52$	$5983 \pm 393$	$16680 \pm 1960$	$10.5\pm$ $\pm0.4$	$48.4\pm$ $\pm3.3$	$\substack{136,9\pm\\\pm16,1}$	$87.6\pm$ $\pm3.7$	$\begin{vmatrix} 76,4\pm\\\pm 5,1 \end{vmatrix}$	$_{\pm 7,7}^{65,3\pm}$	
$5,2\pm0,6$	$\frac{1288 \pm}{\pm 38}$	$5968 \pm 351$		$10.6\pm$ +0.3	$\overline{49,4\pm}$		$\frac{88.5+}{+2.9}$	77,9+ +4.7		
$6,6\pm0,8$	$1278 \pm 1278$	$5948 \pm$	$16760 \pm 1220$	10,8+	50,3+	$142.4 \pm 142.4$	$\overline{89,7+}$	79,3+	68,5+	
<b>8,4<u>+</u>1,</b> 0	$\pm 34$ 1238 $\pm$ $\pm 32$	$\pm 359$ 5305 $\pm$ + 314	$\pm 1320$ 14930 $\pm$ $\pm 1330$	$\pm 0,3$ $10,6\pm$ $\pm 0,3$	$\frac{\pm 2,0}{45,7\pm}$	$\frac{\pm 11,3}{129,2\pm}$	$ \frac{1}{88,6\pm} $	$ \frac{\pm 4}{72},1\pm  $	$\pm 5,4$ 62,2 $\pm$ $\pm 5,6$	
$9,8\pm1,2$	$\frac{1219}{1219}$			$10,6\pm$	,,		$\frac{1}{88,2+}$			
10,7±1,3	$\frac{1}{1218}$			10,5 $10,6\pm$			138,7+		_	
$12,5{\pm}1,5$	$\frac{1161}{1161}$ ±	-		$\frac{10,3}{10,3+}$			$\frac{1}{85,4\pm}$	-		
13,6 <u>+</u> 1,6	$^{\pm 51}_{1124\pm}$ +38	$5380 \pm 353$	$\frac{12870 \pm}{+2200}$	$\pm 0.3$ $10.0\pm$ $\pm 0.3$	47,9+ +3,2	$115,0\pm +19,7$	$ \pm 2,5 $ $ 83,1\pm$ $ \pm 3,1 $	75,5+ +5,0	$55,3\pm$ +9,5	
<b>16,4±2,</b> 0	$\overline{1171}\pm$ $\pm 30$	$5\overline{2}28\pm \pm 352$	$\overline{15240\pm}$ $\pm 1860$	$\overline{\substack{10,5\pm\\\pm0,3}}$	$\overline{47,0\pm}\pm3,\overline{2}$	$\overline{137,5\pm}$ $\pm 16,9$	$ \overline{87,5\pm} $ $\pm 2,6$	$\begin{vmatrix} 74, 1\pm\\ \pm 5, 0 \end{vmatrix}$	$\overline{66,1\pm}$ $\pm 8,1$	

фотопоглощения в соответствующем ядре,  $A_{\Im\phi\phi} = \sigma_{\gamma A}/\sigma_{\gamma N}$ . Данные таблицы показывают, что  $A_{\Im\phi\phi}$  в пределах ошибок эксперимента не зависит от первичной энергии и эффект затенения нуклонов в объеме ядра оказывается меньше подобного эффекта для адронов. Поглощение фотонов ядрами как функция атомного номера меняется медленнее, чем A, и, таким образом, проявляются признаки определенного сходства фотонов с адронами, однако экспериментальная зависимость от A сильнее, чем  $A^{2/3}$ . Этот вывод подтверждается рис. 16, где представлена экспериментальная зависимость  $A_{\Im\phi\phi}(A)$ .

Косвенно характеристики взаимодействия фотонов с ядрами извлекаются из данных по лептон-ядерным взаимодействиям. При этом полагается, что передачу энергии-импульса в реакции осуществляет виртуальный фотон.

В работе <sup>42</sup> изучалось неупругое рассеяние электронов на ядрах D, Be, Al, Cu, Au при шести значениях энергии первичных электронов в интервале от 4,5 до 19,5 Гэв. Регистрировались реакции с потерей электронсм энергии  $v_e = E_0 - E_k$  от 2 до 14 Гэв ( $v_e$  – энергия виртуального фотона), что совпадает с энергетической областью, изучавшейся в работе <sup>41</sup>. Эффект затенения анализировался в форме  $\sigma_{eA}/\sigma_{eN} = A_{abb} = A^{\delta}$  ( $\sigma_{eA}, \sigma_{eN} = A^{\delta}$ 

сечения неупругого рассеяния электрона на ядре и нуклоне соответственно). Оказалось, что во всем исследованном интервале значений v<sub>e</sub> с высокой точностью показатель & не отличается от единицы. Среднее значение для всех энергий ( $\delta$ ) = = 1,0003 ± 0,0009. Таким образом, эффект затенения отсутствует. Этот вывод находится в кажущемся противоречии с результатами работы <sup>41</sup>. Однако противоречие снимается, если учесть, что в экспериментах исследовались разные области значений передаваемого четырехмерного импульса q. В работе 41 для реального фотона  $q^2 = 0$  и в работе 42 4 Гэ $\hat{e} > |q^2| >$  $> 0.5 \ \bar{\Gamma}$  36<sup>2</sup>.

Неупругое рассеяние электронов на ряде ядер при фиксированном значении  $|q^2| = 0,1$  Гэе<sup>2</sup> исследовалось в работе <sup>43</sup>. фактора затенения  $A_{a\phi\phi}/A$ , Величина полученная в этой работе для разных значений энергий виртуального фотона, представлена в табл. IX.



Рис. 16. Зависимость эффективного числа нуклонов А афф от А для фотопоглощения в ядрах 41. Данные усреднены по эначениям пер-вичной энергии в интервале 3,7 Гэв  $\leq E_0 \leq 18,3$  Гэв.

Сравнивая табл. VIII и IX и результат работы 42, можно сделать вывод об усилении эффекта затенения с уменьшением передаваемого четырехмерного импульса q (при фиксированном ve). Вплоть до настоящего времени все попытки обнаружить аномальное взаимодействие мюонов имели

Таблица IX

v <sub>e</sub> , Гэв	С	Al	Cu	Та
2,00 2,87 3,91 4,90 8,45	$\begin{array}{c} 0,896\pm 0,024\\ 0,960\pm 0,027\\ 0,928\pm 0,028\\ 0,914\pm 0,034\\ 0.961\pm 0,040\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,919\pm 0,026\\ 0,888\pm 0,028\\ 0,909\pm 0,026\\ 0,915\pm 0,037\\ 0,925\pm 0,044 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,865{\pm}0,024\\ 0,937{\pm}0,033\\ 0,882{\pm}0,030\\ 0,933{\pm}0,043\\ 0,815{\pm}0,042 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,872\pm 0,030\\ 0,900\pm 0,034\\ 0,870\pm 0,033\\ 0,900\pm 0,043\\ 0,859\pm 0,045\end{array}$

отрицательный результат. Это обстоятельство позволяет объяснить ядерные взаимодействия мюонов в рамках только фотоядерных реакций. Экспериментальные данные в этой области, к сожалению, весьма скудны.

Взаимодействие положительных мюонов с импульсом 12 Гэв/с изучалось на стэнфордском линейном ускорителе с помощью оптического спектрометра на основе искровой камеры<sup>44</sup>. В качестве мишеней использовались ядра С и Си. Основной результат работы сводится к тому, что при значениях эффективной энергии промежуточного фотона в Л-системе, приводящего к наблюдаемому конечному состоянию,  $\hat{E}_{0\gamma}$  < < 3 Гэв ( $E_{0\gamma} = v_{\mu} - (|q^2|/2m), m$  — масса нуклона), в реакции принимает участие весь объем ядра. Если  $A_{a\phi\phi} = \sigma_{\mu A}/\sigma_{\mu N}$ , то  $\sigma_{\mu C}/\sigma_{\mu N} = 11,0 \pm 0,4$ ,  $\sigma_{\mu C u}/\sigma_{\mu N} = 63,1 \pm 2,2$  и, таким образом,  $\sigma_{\mu A} = \sigma_{\mu N} A^{0,99\pm0,01}$ . Значения передаваемого импульса находятся в интервале  $0,2 \leq |q^2| \leq 0,3$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. В работе <sup>45</sup> показано, что эффект затенения определяется совместным влиянием величины передаваемого четырехмерного импульса и энергии виртуального фотона, т. е. его массой. Материал был получен при измерении инклюзивного рассеяния положительных мюонов со средней энергией 7,2 Гэв на ядрах С, Al, Cu, Sn, Pb. Оказалось, что затенение отсутствует в области переменной  $x = q^2/2mv_{\mu} > 0,1$  (*m*-масса



Рис. 17. Энергетическая зависимость приведенного сечения ядерного фотопоглощения  $\sigma_{\gamma A}/A_{z \phi \phi}^{T}$  ( $A_{z \phi \phi}^{T}$ =0,22A + + 0,78 $A^{0}$ ,<sup>89</sup>).

нуклона). Для значений x < 0,1 из экспериментальных данных следует  $A_{э\phi\phi} = A^{0,963\pm0,006}$ .

В группе работ <sup>46, 47</sup> изучалось взаимодействие с ядрами космических мюонов. При различии конкретных экспериментальных средств общим в этих работах является фиксация и измерение энергии ядерных ливней. Сечение ядерного взаимодействия мюонов извлекается из экспериментальных спектров путем сравнения с расчетом, при этом всегда имеется определенный произвол в выборе значений параметров, априорно вводимых в расчет. Зависимость сечения фотопоглощения мюонов от атомного номера А в чистом виде при фиксированной эффективной энергии про-

межуточного фотона  $E_{0\gamma}$  по результатам этих экспериментов проследить невозможно, поскольку в каждом эксперименте в качестве мишени использовалось лишь одно вещество. Кроме того, нельзя сопоставить и разные эксперименты из-за больших экспериментальных ошибок. Однако определенные заключения о зависимости механизма взаимодействия от A и энергии  $E_{0\gamma}$  можно сделать, если привести различные экспериментальные данные к одному масштабу, что сделано на рис. 17. Фактически при обработке спектров извлекается величина  $\sigma_{\gamma A} = \sigma_{\gamma N} A_{\substack{3 \neq 0 \\ 0 \neq 0}}^{3 kc}$ , энергетическая зависимость которой отражает одновременно энергетическое поведение  $\sigma_{\gamma N}$ и эффекта затенения нуклонов в объеме ядра. На рис. 17 представлена экспериментальная зависимость от энергии виртуального фотона величины

$$\sigma_{\gamma A}/A_{\partial \phi \phi}^T = \sigma_{\gamma N} A_{\partial \phi \phi}^{\partial \kappa c}/A_{\partial \phi \phi}^T$$

где  $A_{3\phi\phi}^{T} = 0.22A + 0.78A^{0.89}$ . Видно, что в области первичных энергий  $E_{0\gamma}$  от 10 до 10<sup>3</sup> Гэв не происходит заметного изменения механизма взаимодействия. Если считать, что сечение взаимодействия с внутриядерным нуклоном в этой области не изменяется, то следует признать отсутствие роста затенения объема ядра с увеличением энергии.

## 1.8. Процессы когерентной и некогерентной генерации адронов на ядрах

Адрон-ядерные столкновения с фиксированным числом частиц в конечном состоянии обнаружили новые важные особенности, непосредственно связанные с механизмом множественной генерации, и вызвали необходимость пересмотра некоторых теоретических положений относительно этого механизма. Вопросы, возникшие при изучении таких взаимодействий, достаточно сложны и многообразны. На этот счет имеются хорошие обзоры<sup>48</sup>, в которых содержатся подробные сведения. Здесь же имеет смысл отметить лишь основные факты, относящиеся к пространственно-временному развитию процесса в ядре (см. пп. 2.2–2.4).

Наиболее полное исследование когерентного процесса  $\pi^- A \rightarrow 3(5)\pi A$ было выполнено на протонном синхротроне CERN с помощью искрового спектрометра 49. Изучались реакции при импульсах первичных пионов 9,9; 13 и 15,1 Гэв/с и большой группы ядер: Ве, С, Al, Si, Ti, Cu, Ag, Ta, Pb. Распределения по передаче четырехмерного импульса, полученные в этих превосходных работах с очень высокой точностью, как обычно, содержат две компоненты, когерентную и некогерентную сумму реакций на отдельных нуклонах ядра. Полные сечения когерентной генерации, которые были получены вычитанием из дифференциальных распределений пологой некогерентной части, растут с ростом атомного номера ядра-мишени, как это следует из предсказаний оптической модели. Расчетные значения полных сечений содержат как параметр полное сечение взаимодействия системы пионов с внутриядерным нуклоном, которое в работе 49 определялось подгонкой под экспериментальную зависимость от атомного номера А сечения когерентного процесса. Итоговые значения для разных эффективных масс рожденной системы представлены в табл. Х. Указанные здесь ошибки учитывают только статистические погрешности.

т	a	б	л	и	ц	a	Х

	Процесс л- → 5л, 15,1 Гэв/с				
Интервал		Интервал			
масс, Гэв/с2	15,1 Гэв/с	13 Гэв/с	8,9 Гэв/с	масс, Гэв/с2	б, мб
$\begin{array}{r} 1,0-1,2\\ 0,9-1,1\\ 1,1-1,3\\ 1,3-1,5\\ 1,5-1,7\\ 1,7-1,9 \end{array}$	$\begin{array}{c} 23 \pm 1,5 \\ 26 \pm 1,5 \\ 20 \pm 1,5 \\ 17 \pm 2,0 \\ 20 \pm 3,0 \\ 9 \pm 2,0 \end{array}$	$27 \pm 232 \pm 222 \pm 215 \pm 326 \pm 718 \pm 8$	$\begin{array}{c} 27 \pm 2 \\ 29 \pm 2 \\ 23 \pm 2, 5 \\ 5 \pm 2 \end{array}$	1,5—1,9 1,5—1,7 1,7—1,9	$17\pm 5$ $10\pm 7$ $10\pm 10$

Данные табл. Х указывают на весьма важный факт: сечение взаимодействия системы пионов с нуклоном не превосходит величины сечения для отдельного адрона (см. также пп. 2.2—2.4).

Аналогичный результат получен при изучении когерентного взаимодействия с ядрами положительных пионов при импульсе 11,7 Гэв/с <sup>50</sup>. Работа была выполнена на протонном синхротроне CERN с помощью тяжеложидкостной пузырьковой камеры, заполненной смесью пропана и бромистого фреона, что позволяло прямое детектирование  $\pi^0$ -мезонов. Используя приближение Глаубера для извлечения величины сечения взаимодействия тройки  $2\pi^+\pi^-$  с нуклоном, авторы получили в области эффективных масс тройки  $2\pi^+\pi^-$  вблизи массы  $A_1$ -мезона значение  $\sigma_{3\pi N} = 22^{+12}_{-7} \, \text{мб.}$ 

Общий вывод о малости взаимодействия внутри ядра оказывается не зависящим от квантовых чисел первичной частицы. Это подтверждают следующие примеры. Когерентный процесс  $K^-A \rightarrow K^-\pi^+\pi^-A$  при импульсах  $K^-$ -мезонов 5,5; 10,0 и 12,7 Гэв/с для ядер со средним значением  $A \approx 20$ изучался в работе <sup>51</sup> с помощью пузырьковой водород-неоновой камеры и камеры с пропан-фреоновой смесью. Сечения взаимодействия системы  $Q = K^{-}\pi^{+}\pi^{-}$ ,  $\sigma_{QN}$ , внутри ядра определялись подгонкой экспериментальных полных сечений к расчетной величине, полученной в глауберовском приближении (σ<sub>о N</sub> входит как параметр). Авторы использовали величину сечения генерации на нулевой угол, полученную в экспериментах со свободными протонами. Для первичного импульса 10 Гэв/с подгонка дала для области эффективных масс системы  $M_{\kappa\pi\pi} < 1.5 \ \Gamma_{\partial \theta/c}$  величину  $\sigma_{QN} = 20.8^{+7.2}_{-9.0}$  мб, для первичного импульса 12.7  $\Gamma_{\partial \theta/c}$  соответственно  $\sigma_{ON} = 20^{+8.9}_{-8.4}$  мб. Если в качестве меры взаимодействия со свободным нуклоном взять среднее полных сечений K<sup>-</sup>p-и K<sup>-</sup>n-реакций, G<sub>KN</sub>, то из  $R = \sigma_{QN} / \sigma_{RN} = 0.98^{+0.24}_{-0.37}$ данных эксперимента следует Таким образом, вновь сечение взаимодействия системы частиц с внутриядерным нуклоном не превосходит величины сечения для единичного адрона. В соответствии с кварковой моделью, например, для полностью некоррелированных K\* и п следовало ожидать R≥2. В эксперименте <sup>52</sup>, где изучался переход  $p \rightarrow p\pi\pi$  на неоновой мишени при импульсе первичных протонов 28 Гэв/с, в пределах экспериментальной точности получено соотношение  $\sigma_{pN} \leqslant \sigma_{(p\pi\pi)N} \leqslant 1.8\sigma_{pN}$ .

Есть экспериментальные указания на то, что подавление взаимодействия адронных систем внутри ядра не является свойством, специфическим только для когерентных процессов. Примером может служить результат исследования упругой перезарядки  $\pi^-$ -мезонов в  $\pi^0$  и  $\eta^0$  на ядрах для импульса первичного пиона 48 Гзе/с <sup>53</sup>. Работа была выполнена на серпуховском ускорителе с помощью искрового спектрометра, прослоенного свинцовыми пластинами (регистрировались распады  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и  $\eta^0 \rightarrow 2\gamma$ ). Исследовались ядра Li, C, Al, Cu. Экспериментально выделялись реакции,





Рис. 18. Эффективное число протонов  $Z_{\partial \phi \phi}$ для реакций  $\pi^- + A_Z \rightarrow \pi^0 + A_{Z-1}$  (1) и  $\pi^- + A_Z \rightarrow \eta_0 + A_{Z-1}$  (2) при  $E_0 = 48$  $\Gamma_{\partial \theta}$  53.

Кривые рассчитаны по модели Глаубера для сечения поглощения вторичной частицы 10 мб (верхняя кривая) и 21 мб.

в которых в конечном состоянии не возникает дополнительных заряженных частиц высокой энергии или каких-либо других нейтральных частиц, кроме регистрируемых  $\pi^0$  и  $\eta^0$ . Состояние ядра-мишени не фиксировалось, однако известно, что величина уносимой им энергии мала.

Величина взаимодействия вторичных частиц внутри ядра может быть охарактеризована эффективным числом протонов в ядре, на которых происходит переразрядка  $Z_{3\phi\phi} = \sigma_{\pi A}/\sigma_{\pi N}$ . Сечение взаимодействия вторичной частицы в ядре входит в  $Z_{3\phi\phi}$  как параметр. В работе оно определялось подгонкой экспериментальных значений  $Z_{2\phi\phi}$  и расчета, который был выполнен по модели многократного рассеяния Глаубера в разных предположениях о виде распределения плотности в ядре. Сопоставление экспериментальных данных с расчетом дано на рис. 18. Видно, что для легких ядер Li и C эксперимент согласуется с величиной сечения поглощения пиона в ядре  $\sigma_{\pi N} \sim 10 \ \text{мб}$ . Для тяжелых ядер  $\sigma_{\pi N}$  оказывается примерно вдвое больше ( $\sim 25 \ \text{мб}$ ). Зависимость сечений реакций от атомного номера ядра мишени представлена на рис. 19.

Возвращаясь к результатам работы <sup>49</sup>, необходимо отметить наблюдающуюся зависимость степени поглощения многопионной системы (Зл) от ее квантовых чисел  $J^P$ . Выделение с помощью фазового анализа различных состояний по спину-четности показало, что сечение взаимодействия системы Зл в состоянии  $J^P = 0^-$  с внутриядерным нуклоном превосходит суммарное сечение (табл. Х) в два-три раза. На рис. 20 представлена зависимость от массового числа ядра-мишени A сечения когерентной генерации Зл-системы в состоянии  $0^-$  в интервале эффективных масс  $0.95 < < M_{3\pi} < 1.25 \ \Gamma \mathit{эe}/c^2$ . Здесь же даны рассчитанные по оптической модели

са  $13_{3\pi}$  (1,25 гоб) с юдес, зависимости. Подобранные значения сечения взаимодействия тройки мезонов с нуклоном здесь оказываются соответственно для первичного импульса 8,9  $\Gamma \partial e/c - \sigma_{3\pi N}^{0-} = 60 \pm 30 \text{ мб}$ и для первичного импульса  $15,1 \Gamma \partial e/c - \sigma_{3\pi N}^{0-} = 47 \pm \pm 20 \text{ мб}$ . Доминирующее при этих энергиях состояние  $J^P = 1^+$  поглощается значительно слабее:  $\sigma_{3\pi N}^{1+} = 23 \pm 1,5 \text{ мб}$ .

Отмеченная зависимость сечения поглощения от  $J^P$  подтверждается результатами исследований когерентных реакций при более низких энергиях <sup>54</sup>.



Рис. 20. Зависимость сечения когерентной генерации на ядрах системы  $2\pi^{-}\pi^{+}$  в состоянии  $J^{P} = 0^{-}$ . Первичные л-мезоны с  $E_{0} = 8,9$  и 15,1 Гэв <sup>49</sup>. Кривые — результаты расчета по оптической модели. Для  $E_{0} = 8,9$  Гэв сечение поглощения системы в ядре  $\sigma_{3\pi N} = 60$  мб. Для  $E_{0} = 15,1$  Гэв —  $\sigma_{3\pi N} = 47$  мб.

Оценки показывают, что с понижением первичной энергии наблюдается увеличение степени поглощения рожденной системы в ядре, что можно объяснить ростом относительного вклада низших по спину-четности состояний (в том числе  $J^P = 0^-$ ). Иначе говоря, при уменьшении энергии свойства вторичных частиц внутри ядра приближаются к характеристикам свободного состояния.

В заключение этой главы еще раз подчеркиваем, что мы не стремились решить невыполнимую задачу и дать полный обзор экспериментальной ситуации в области взаимодействия высоких энергий с ядрами. Отбор материала определялся в основном возможностями ясной интерпретации экспериментальных данных и, в известной степени, личными склонностями авторов и не может служить критерием степени важности затрагиваемых проблем. Ряд вопросов релятивистской ядерной физики, имеющих, несомненно, большое будущее (к ним относится прежде всего кумулятивное рождение на ядрах и связанное с ним явление ядерного скейлинга <sup>55, 56</sup>), нами не затрагивается. Нам кажется, что они заслуживают особого рассмотрения в специальных обзорах.

## 2. МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

#### 2.1. Общие замечания

На современном уровне понимания процессов, происходящих при взаимодействии частиц высоких энергий, полезно прежде всего установить хотя бы грубую классификацию имеющихся крайних точек зрения на эти явления.

Иногда предпочитают говорить об одноступенчатом или двухступенчатом развитии процесса взаимодействия адронов с ядрами 57. К первому относят, например, мультипериферическую модель, ко второму -- образование и последующий распад адронных кластеров. Подобная классификация представляется, по меньшей мере, не совсем удовлетворительной. Действительно, мультипериферическая модель, а также ее партонная трактовка (см. <sup>2</sup> и последующие разделы) отнюдь не носят одноступенчатого характера: в рамках этой модели четко разделены различные этапы процесса взаимодействия — распад адрона на виртуальные (или реальные) группы адронов (партонов), взаимодействие медленных частиц из этой групны с адроном-мишенью, образование вторичных адронов в результате процессов собирания или фрагментации виртуальных частиц (партонов). Модель кластеров также отнюдь не сводится к двухступенчатому процессу, поскольку процессы образования кластера и его последующего распада развиваются в пространстве-времени, и на разных этапах эволюции свойства кластера могут существенно изменяться.

Вряд ли полезно также разделять процессы на «мгновенные» и «протяженные» в пространстве-времени, когда мы имеем дело с большим количеством частиц (и, возможно, взаимодействий), образующихся при столкновении с ядрами.

На наш взгляд, наиболее разумно на данном этапе развития теории классифицировать имеющиеся воззрения по степени использования представлений о коллективном характере процессов взаимодействия с ядрами. Крайние точки зрения тогда сводятся к следующему: 1) все явления взаимодействия частиц с ядрами можно свести к элементарным актам взаимодействия с квазисвободными нуклонами; 2) процесс взаимодействия с ядром невозможно разделить хотя бы на два последовательных соударения, т. е. в результате первичного соударения образуется единая адронная система (кластер), распад которой приводит к образованию вторичных частиц.

Классическим примером первой точки зрения является простейшая модель внутриядерного каскада (см., например, <sup>6</sup>). Столь же классическим примером второй точки зрения является гидродинамическая модель, в которой процесс взаимодействия носит чисто коллективный характер. Заметим, что и подобная классификация не совсем совершенна. Тем не менее, она, по-видимому, более остальных подходит для анализа тех сложных явлений, которые предстоит рассмотреть ниже.

Несомненно, что выбор между различными альтернативными направлениями теории в первую очередь определяется их соответствием экспериментальным данным (см. гл. 1). Эксперимент свидетельствует о том, что многие важные характеристики процессов адрон-ядерных соударений, такие, как коэффициент неупругости K (см. п. 1.5, рис. 14), средняя множественность  $\langle n \rangle$  (см. п. 1.1 и рис. 3), распределения вторичных адронов по быстротам y (см. п. 1.2, рис. 6) и по поперечным импульсам  $p_{\perp}$ , состав вторичных частиц слабо зависят от числа нуклонов в ядре A. Полное сечение взаимодействия адронов (реальных фотонов) с ядрами, наоборот, сильно зависит от A ( $\sigma_{tot} \sim A^{\alpha}$ ,  $\alpha \sim 2/3$ ) (см. п. 1.4 и рис. 13). Именно эти особенности процессов на ядрах и следует, по нашему мнению, понять в первую очередь.

Среди многочисленных теоретических моделей мы ограничимся рассмотрением таких, которые, помимо объяснения основных экспериментальных фактов (что недостаточно еще для однозначного выбора моделя), являются, с одной стороны, наиболее простыми и обладают, с другой стороны, достаточной общностью. Последний критерий означает, что модель должна объяснять, по крайней мере качественно, широкий круг явлений (в том числе и характеристики элементарных соударений адронов) при малочисленности свободных параметров. В этом смысле мы отдаем предпочтение гидродинамическому подходу (коллективное взаимодействие) и партонной версии мультипериферической модели (теоретико-полевой подход). Здесь имеется один существенный момент: хотя взаимодействие частиц с ядрамиединый процесс, его удобно и целесообразно разделить на два феномена, проявляющихся в продольном (относительно импульса налетающей частицы р<sub>0</sub>) и поперечном \*) направлениях. Процессы, разыгрывающиеся в продольном направлении, имеют, по-видимому, совершенно иной физический смысл, чем в поперечном направлении.

Вследствие ограниченности  $\langle p_{\perp} \rangle$  в продольном направлении будет происходить образование новых частиц. Иначе говоря, в продольном направлении происходит развитие и последующий распад виртуальных состояний, обусловливающих генерацию новых частиц.

В поперечном направлении импульс передается ядру A и распределяется между ядерными нуклонами. Развивающиеся при этом процессы определяются, в основном, свойствами ядерного вещества и его возбуждениями. Развитие процесса в продольном направлении определяет свойства системы ливневых n<sub>s</sub>-частиц, а в поперечном направлении — свойства системы сильноионизующих N<sub>h</sub>-частиц.

Грубо, процессам, развивающимся в продольном и поперечном направлениях, можно приписать следующие характеристики (табл. XI).

Т	a	б	Л	И	ц	a	XI
---	---	---	---	---	---	---	----

Продольное движение	Поперечное движение
Образуются новые частицы Движение вещества релятивистское Движение на всех стадиях почти одномерное Предельно релятивистское уравне- ние состояния	Новые частицы практически не образуются Движение вещества нерелятивистское На конечной стадии движение изотропи- зуется Уравнение состояния соответствует нереля- тивистской форме движения ядерного ве- щества

Вообще говоря, между процессами, разыгрывающимися в обоих направлениях, связь может быть настолько мала, что эти процессы можно рассматривать независимо. Этот важный пункт нуждается в пояснении. Возможно, что продолжительность виртуальной фазы при больших энергиях существенно превышает размеры ядра (это осуществляется в рассмотренных ниже моделях «трубки» и партонной модели). Поэтому корреляция между характеристиками продольных и поперечных процессов (например,  $n_s(N_h)$ ) будет обусловливаться лишь величиной импульса, переданного ядру во время виртуальной фазы, и свойствами ядерной

\*) Здесь имеются в виду направления с углом вылета в Ц-системе:  $\theta_{II} \leqslant 1.$ 

материи. Весьма возможно, что здесь лежит ключ к разгадке асимптотического свойства  $N_h(E_0) = \text{const}$  (см. п. 1.3). Средний импульс, переданный ядру в поперечном направлении, не зависит от  $E_0$ ! Нас будут интересовать, в основном, «продольные» процессы, связанные с общим руслом физики высоких энергий \*).

2.2. Взаимодействия адронов в ядерном веществе и когерентная генерация адронов на ядрах

Рассмотрим процессы генерации адронов в адрон(фотон)-ядерных соударениях

$$a + A \rightarrow b + A$$
, (1)

$$a + A \rightarrow c + A',$$
 (2)

где *а* — налетающий а́дрон (фотон); *b* — вторичный адрон или система вторичных адронов с внутренними квантовыми числами, совпадающими с квантовыми числами налетающей частицы *a*, за исключением, может быть, спина и четности; А — ядро-мишень; *с* — адрон или система адронов с произвольными квантовыми числами; А' — остаточное ядро, осколки ядра, продукты возбуждения ядра.

Процесс (1), в котором ядро не изменяет своего состояния, называют процессом когерентной генерации. Он осуществляется за счет обмена состояниями с квантовыми числами вакуума (вакуумный реджеон или померон *P*) или с квантовыми числами ω-мезона (ω-реджеон). При этом квантовые числа образовавшейся системы *b* подчиняются полуэмпирическому правилу отбора Грибова — Моррисона <sup>58, 59</sup>:

$$P_a = P_b \left(-1\right)^{\Delta S_{ab}},\tag{3}$$

где  $P_a$ ,  $P_b$  — внутренние четности адрона a и системы b,  $\Delta S_{ab} = S_a - S_b$  — разность значений полных спинов состояний a и b.

Заряд, изоспин, странность системы b такие же, как у частицы a. G- и C-четность не меняются при обмене помероном и меняют знак при обмене  $\omega$ -реджеоном. При высоких энергиях идут только процессы когерентной генерации, обусловленные обменом помероном. Сечения процессов с обменом  $\omega$ -реджеоном вымирают по закону  $E_a^{-1}$ , где  $E_a$  — энергия частицы a в Л-системе. Процессы (2) с изменением состояния ядра A в результате взаимодействия называются процессами некогерентной генерации. Здесь, в принципе, возможен обмен любыми квантовыми числами и рождение состояний c с произвольными внутренними квантовыми числами.

Теоретическое описание процессов когерентной и некогерентной генерации адронов на ядрах основано на методе Глаубера <sup>60</sup> (см. также <sup>61-64</sup>). Сравнение полученных за последние годы экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями позволило получить целый ряд весьмаважных качественных и количественных результатов относительно поведения адронов и адронных систем внутри ядерного вещества (см. п. 1.8). Наша основная цель здесь — обсудить с теоретической точки зрения некоторые итоги экспериментальных исследований по этой проблеме (см. п. 1.8).

Напомним, что метод Глаубера позволяет установить связь между дифференциальными сечениями процессов (1), (2) по квадрату передачи 4-импульса t ядру и эффективной массе  $m_b$  адронной струи b (или c)

30

<sup>\*)</sup> Здесь мы сталкиваемся с глубоким вопросом о связи физики высоких энергий: и физики ядра.

 $d\sigma_A/dt \, dm_b$  и цифференциальными сечениями  $d\sigma_N/dt \, dm_b$  процессов

$$a + N \to b + N, \tag{4}$$

$$a + N \to c + N, \tag{5}$$

происходящих на свободных нуклонах. Зная характеристики процессов (4), (5), можно рассчитать  $d\sigma_A/dt \, dm_b$  для процессов на ядрах. Получающиеся при этом приближенные результаты имеют следующий вид.

Для когерентной генерации ( $t' \leqslant R^{-2}$ )

$$\frac{d^2\sigma_A}{dt'\,dm_b} = \frac{d^2\sigma_N}{dt'\,dm_b}\Big|_{t'=0} N^2_{\rm KF}(A,\,\sigma_{aN},\,\sigma_{bN},\,t'). \tag{6}$$

Для некогерентной генерации ( $t' \gg R^{-2}$ )

$$\frac{d^2\sigma_A}{dt'\,dm_b} = \frac{d^2\sigma_N}{dt'\,dm_b} N_{\text{BKF}} \left(A,\,\sigma_{AN},\,\sigma_{cN}\right),\tag{7}$$

где  $t = -q^2 > 0$ ,  $t' = t - t_{\min}$ ,  $t_{\min}$  — минимально допускаемое законами сохранения значение квадрата передачи 4-импульса q от частицы aк системе b,  $t_{\min} \approx (m_b^2 - m_a^2)/4p_a^2$  при  $p_a \gg m_a$ ,  $m_b$ ,  $p_a$  — импульс частицы a в Л-системе,  $R = r_0 A^{1/3}$  — радиус ядра,  $r_0 \approx 1,1$   $\phi m$  — размер нуклона. Величины  $N_{\rm KF}$  и  $N_{\rm HKF}$  — эффективные числа нуклонов ядра, участвующих в процессах когерентной и некогерентной генерации \*). Эти величины измеряются на опыте посредством сравнения данных на ядрах с данными на свободных нуклонах \*\*). Как следует из расчетов по методу Глаубера, эффективные числа нуклонов в ядре зависят от сечений взаимодействия первичной частицы a с нуклоном  $\sigma_{aN}$  и вторичных адронов из системы b(c) с нуклонами. Через  $\sigma_{bN}$ ,  $\sigma_{cN}$  мы обозначили совокупность сечений взаимодействия всех j адронов из системы b(c)с нуклонами ядра:  $\sigma_{bN} = \{\sigma_{b_1N}; \ldots; \sigma_{b_jN}\}$  и аналогично для  $\sigma_{cN}$ . Появление в формулах (6), (7) зависимости от  $\sigma_{aN}$ ,  $\sigma_{bN}$ ,  $\sigma_{cN}$  имеет простую физическую причину — в методе Глаубера учитывается поглощение падающих и расходящихся адронных волн в ядерном веществе (см. Приложение).

Обработка экспериментальных данных по методу Глаубера позволяет получить важные и интересные сведения о сечениях взаимодействия адронов с нуклонами в протяженной ядерной среде. Этим методом, в частности, были найдены значения сечений взаимодействия нестабильных адронных резонансов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\varphi$ , f,  $\eta^0$ ,  $K^*$  с нуклонами (см. п. 1.8), которые нельзя измерить другим способом. В дальнейшем нас будут интересовать многочастичные процессы типа

$$\pi + A \to 3\pi(5\pi, 7\pi \text{ u r. } g.) + A, \tag{8}$$

$$K + A \rightarrow 2\pi K (3\pi K, и т. д.) + A,$$
 (9)

$$p + A \rightarrow \pi N (2\pi N,$$
и. т. д.) + A (10)

ит.п.

Исследование процессов вида (8) — (10) привело к неожиданным и интересным результатам (см. п. 1.8).

 <sup>\*)</sup> Простой вывод формул для N<sub>кг</sub> и N<sub>нкг</sub> в онтическом приближении приводится в приложении и в лекции <sup>51</sup>.
 \*\*) Значения сечений на нейтроне извлекаются из экспериментальных данных,

<sup>\*\*)</sup> Значения сечений на нейтроне извлекаются из экспериментальных данных, полученных на дейтериевых мищенях.

#### 2.3. Состояния адронов, родившихся в ядре

В первого взгляда может показаться, что если в ядре в результате соударения налетающей частицы *a* с внутриядерным нуклоном родилось несколько адронов, то при дальнейшем движении внутри ядра вторичные адроны взаимодействуют с нуклонами ядра независимо друг от друга. Если образовалось, например, три пиона, то сопоставив экспериментальные данные с теоретическими формулами типа (6), мы должны были бы обнаружить, что в результате поглощения вторичных пионов в ядре их выход падает. Поскольку пионы взаимодействовали бы независимо друг от друга, наблюдаемая величина сечения поглощения системы Зл в ядре должна была бы равняться утроенному сечению неупругого  $\pi N$ -взаимодействия, т. е.  $\sigma_{3\pi N} \approx 3\sigma_{\pi N}$ . Аналогичные рассуждения для системы из пяти л-мезонов привели бы нас к результату  $\sigma_{5\pi N} \approx 5\sigma_{\pi N}$ .

Однако данные опыта (см. п. 1.8) свидетельствуют о том, что подобные рассуждения неверны. На опыте оказывается, что  $\sigma_{3\pi N} \simeq \sigma_{\pi N}$ ,  $\sigma_{5\pi N} \simeq \sigma_{\pi N}/2$ , а  $\sigma_{2\pi K N} \sim \sigma_{K N}$ . Эти неожиданные результаты требуют тщательного анализа физической сущности наблюдаемого явления. Наблюдаемый эффект показывает, что адроны внутри ядерной материи (по крайней мере, на расстояниях порядка размеров ядра R) ведут себя совсем не так, как в редких актах соударения с протонами в водородной пузырьковой камере, где средние расстояния между протонами  $\sim 10^{-8}$  см.

Создается впечатление, что внутри ядра по каким-то глубоким причинам сечение адрон-нуклонных взаимодействий становится меньше, чем -сечение «такого же» соударения в вакууме. Существует и другой выход из этой парадоксальной ситуации: можно думать, что родившиеся внутри ядра адроны в течение некоторого промежутка времени (порядка времени пролета через ядро) образуют единую адронную систему (сгусток, кластер), которая подобна отдельному адрону или квазистабильному (за счет лоренцевского замедления времени) резонансу в том смысле, что взаимодействует -с нуклонами ядра как единое целое с сечением порядка или даже меньше, чем обычные сечения адрон-адронных взаимодействий.

Однако между понятиями резонанса и кластера имеется существенное различие: кластер не обладает фиксированными квантовыми числами. "Следует также подчеркнуть, что сейчас нет унифицированного определения кластера, что иногда весьма затрудняет понимание моделей, базирующихся на постулате существования кластера. (О неопределенности понятия кластеризации см., например, в обстоятельном обзоре <sup>65</sup>, монографии<sup>2</sup>.) Нельзя исключить, что оба решения (ум еньшение сечения взаимодействия и образование кластеров) не являются взаимоисключающими понятиями. Тем не менее, в нашем распоряжении нет других альтернативных «языков», и поэтому мы далее рассмотрим оба подхода к решению проблемы.

#### 2.4. Регенерация адронных состояний\*)

В работах <sup>66</sup> был указан классический пример из электродинамики: процесс тормозного излучения быстрого электрона при рассеянии на большие углы, где удается строго изучить изменение структуры электромагнитного поля электрона в течение всего времени взаимодействия. Было показано, что в течение некоторого времени, называемого временем регенерации, электрон, мгновенно изменивший направление своего движения, оказывается как бы частично «раздетым» или «полуголым». Эти образные

<sup>\*)</sup> В этом пункте мы следуем работам 66, 67.

термины означают, что в электромагнитном поле рассеянного электрона некоторое определенное время отсутствуют виртуальные фотоны в некотором интервале частот. Требуется конечное время, чтобы собственное поле электрона восстановилось до нормального и электрон оказался способен излучать фотоны из этого интервала частот в новом направлении движения. Суть этого эффекта заключается в том, что перестройка поля рассеянного электрона не может произойти мгновенно. В поперечном относительно нового значения импульса электрона р направлении на расстоянии  $r_{\perp} \ge k_{\perp}^{-1} \ge m_e^{-1}$  поле отсутствует в течение времени  $\tau_{per} \sim p/m_e k_{\perp} (m_e - масса электрона, k_{\perp} - поперечный импульс тормозного$ кванта, излученного в конус углов вдоль направления р). Если время, $иротекшее после рассеяния, <math>t \le \tau_{per}$ , то соб-

протекшее после рассеяния,  $t \leq \tau_{per}$ , то собственное поле электрона и поле тормозного излучения вдоль р еще пространственно не разделились и в некотором интервале частот деструктивно интерферируют. Лишь при  $t \ge \tau_{per}$  эта неравновесная система распадается на тормозной фотон и «нормально одетый» собственным полем электрон. Очевидно, что в моменты времени  $t \le \tau_{per}$  «полуголый» электрон не может испускать тормозные фотоны в некотором интервале импульсов, даже если в эти моменты времени он опять испытает рассеяние. Такие тормозные фотоны будут испускаться только спустя время  $t \ge \tau_{per}$ .

Описанный эффект наблюдаем и играет существенную роль в процессах многократного рассеяния электронов в среде при высоких энергиях, переходном излучении и т. д. <sup>66</sup>.

Этот пример позволяет качественно понять, что может происходить с адронами, родившимися внутри ядра. Наблюдаемый эффект уменьшения сечения взаимодействия адронов в ядре может быть обусловлен теми же причинами растяжением во времени процесса восстановления мезонного поля адронов. В течение некоторого времени родившиеся в ядре адроны оказываются «голыми» или «полуголыми» и взаимодействуют с нуклонами ядра существенно слабее, чем адроны со сформировавшимся собственным полем.

Однако ситуация с количественным анализом адрон-ядерных взаимодействий усложняется



Рис. 21. Наглядная картина дифракционной генерации дейтона с волновой функцией  $\psi_d$  на ядре A. Прицельный параметр  $\rho < R_d -$ — радиус дейтона;  $\psi_d^*$  — «усеченная» волновая функция дейтона после рассеяния;  $l_{per}$  длина регенерации.

отсутствием последовательной теории, позволяющей проследить развитие процесса взаимодействия во времени. Поэтому приходится 66, 67 обращаться к моделям и качественным аналогиям. В работах приводится пример, позволяющий проследить явление регенерации адронных полей при взаимодействии адронных систем. Это — дифракционная диссоциация дейтона на абсолютно поглощающем ядре с резким краем. На рис. 21 66, 67 условно изображен процесс соударения дейтона d с ядром A. Пусть дейтон пролетает на расстоянии  $ho < R_d$  от края ядра (R<sub>d</sub> — радиус дейтона), и известно, что ядро осталось невозбужденным. Ясно, что для этого необходимо, чтобы нейтрон и протон в дейтоне подошли близко друг к другу. Следовательно, волновая функция конечного состояния дейтона  $\psi_d$  отличается от нормальной  $\psi_d$  тем, что вероятность обнаружить протон и нейтрон на близком расстоянии  $r < R_d$  друг от друга в конечном состоянии выше, чем в начальном. Таким образом, конечное состояние оказывается неравновесным и может быть представлено в виде суперпозиции нормального состояния дейтона и состояний, отвечающих свободному движению протона и нейтрона  $\psi_f$ :

$$\psi'_{d} = C_{0}\psi_{d} + \sum_{f} C_{f}\psi_{f},$$
  
$$|C_{0}|^{2} + \sum_{f} |C_{f}|^{2} = 1.$$
 (11)

Однако пространственно эти волновые функции в первый момент после рассеяния не разделены — нуклоны могут разойтись в поперечном направлении на расстояние  $r > R_d$  не ранее чем через время  $t > R_d/v$ , где v — относительная скорость нуклонов в дейтоне ( $v \sim 0,15 c$ ). В Л-системе за это время «усеченный» дейтон с волновой функцией  $\psi'_d$  пройдет расстояние  $l \sim E_d R_d/m_d v$ , где  $E_d$  — начальная энергия дейтона,  $m_d$  — его масса. Если следующая ядерная мишень расположена на расстоянии  $r \leqslant l$ от первой, то естественно, что сечение взаимодействия «усеченного» дейтона с ядром окажется не больше, а, вероятнее всего, несколько меньше нормального.

Рассмотрим теперь процесс дифракционной диссоциации нуклона (10), допуская, что «нормальные» размеры адронов  $\sim \mu^{-1}$  ( $\mu$  — масса пиона). После соударения с ядром волновая функция состояния, описывающая вторичный возбужденный нуклон  $\psi'_N$ , подобно (11), имеет вид

$$\psi'_{N} = C_{0}\psi_{N} + \sum_{N*} C_{N*}\psi_{N*} + \sum_{\pi N} C_{\pi N}\psi_{\pi N} + \sum_{\overline{K}KN} C_{\overline{K}KN}\psi_{\overline{K}KN} + \dots, \qquad (12)$$

где  $\psi_N$ ,  $\psi_{N*}$ ,  $\psi_{\pi N}$ ,  $\psi_{\overline{K}KN}$  — волновые функции нормальных состояний нуклона, изобары, системы  $\pi + N$ ,  $\overline{K} + K + N$  и т. д. Коэффициенты  $C_{\mathfrak{s}}$ определяют вероятности распада состояния  $\psi'_N$  на соответствующие адронные состояния. Пространственно эти адронные состояния разойдутся друг от друга в поперечном направлении на расстояния  $\rho \sim \mu^{-1}$  только через время  $\tau_{per} \sim E_a/\mu m_b$ , где  $m_b$  — масса образовавшейся адронной системы. Это означает, что в течение времени  $t < \tau_{per}$  после соударения размеры адронной системы, а следовательно, и ее сечение взаимодействия с нуклонами ядра может оказаться меньше, чем у начального адрона a. В работе <sup>67</sup> была высказана еще одна далеко идущая гипотеза о том, что образование адронной системы с большей массой сопровождается большей деформацией поля начальной частицы. Если эта гипотеза верна, то последующее взаимодействие более тяжелых сгустков адронов с нуклонами ядра будет характеризоваться меньшим сечением, чем у легких сгустков.

Оценим время регенерации для случая, когда эффективная масса  $3\pi$  системы, образовавшейся в процессе когерентной генерации, составляет  $m_{3\pi} \sim 2 \ \Gamma_{\partial \theta}/c^2$  при начальной энергии пиона 15  $\Gamma_{\partial \theta}$ :  $\tau_{\rm per} \sim 7,5\mu^{-1}*$ ). Это означает, что у системы  $3\pi$  пробег взаимодействия с внутриядерными нуклонами будет в три раза превышать «нормальный» пробег (пробег в ядре адрона h, имеющего сечение взаимодействия с нуклоном  $\sigma_{hN} \sim 20 \ \text{мб}$ , составляет  $l_h \sim (\rho_A \sigma_{hN})^{-1} \sim 2\mu^{-1}$ ).

В процессе движения адронного сгустка внутри ядра сечение его взаимодействия должно возрастать из-за процесса формирования и разлета нормальных адронов, на которые распадается первоначальный сгусток.

<sup>\*)</sup> Экспериментальные данные о поведении этой системы внутри ядра рассматриваются в разделе 1.8.

Представляется интересным провести обработку имеющихся и будущих экспериментальных данных с учетом пространственно-временного развития адронных систем, образующихся при соударении адронов с внутриядерными нуклонами, особенно в тяжелых ядрах. Для этого можно использовать следующую формулу, предложенную в работах <sup>67, 68</sup>:

$$\sigma_{bN} = \sigma_0 e^{-z/v\tau_{\text{per}}} + \sigma_1 \left(1 - e^{-z/v\tau_{\text{per}}}\right), \tag{13}$$

где z — расстояние, пройденное системой b внутри ядра,  $\sigma_0$  — сечение bN-взаимодействия в момент образования системы b,  $\sigma_1$  — сечение bN-взаимодействия при  $z \to \infty$ , когда система b распалась на нормальные адроны, v — скорость системы b:  $v = \sqrt{1 - (m_b/E_b)^2}$ .

Ожидается, что для величины  $\sigma_1$  может получиться результат  $\sigma_1 \sim \sum_i \sigma_{iN}$ , где  $\sigma_{iN}$  — сечение взаимодействия адрона из системы b со свободным нуклоном <sup>67, 68</sup>.

Вышеизложенное позволяет выдвинуть весьма вероятную гипотезу: в течение некоторого времени, сравнимого со временем прохождения частицы через ядро, она частично «теряет» свое поле. Кванты поля и оставшаяся «полуголая» частица взаимодействуют далее с ядром квазинезависимо; в первом приближении можно рассматривать суперпозицию прохождения через ядро первичной частицы и «всего остального» сопровождения. Эти соображения послужили основой для формулирования некоторых эмпирических моделей <sup>27, 68</sup>.

Кроме процессов дифракционной генерации, имеются также другие факты, свидетельствующие в пользу изменения состояний адронов внутри ядра по сравнению с состояниями в вакууме. В частности, уже давно было известно, что при взаимодействии с ядром средний коэффициент неупругости K (A) для лидирующей частицы (нуклона) слабо зависит от A (см. п. 1.5 и рис. 14). В этой связи была сформулирована основополагающая гипотеза об уменьшении сечения взаимодействия первичного нуклона с внутриядерным после первого соударения в ядре <sup>69</sup>.

Модель <sup>68</sup> базируется на двух основных качественных положениях: 1) взаимодействие лидирующей частицы с нуклонами ядра не зависит от состояния остальных вторичных частиц: 2) ядро рассматривается как некоторая бесструктурная жидкость, свойства которой таковы, что пробег в ней лидирующей частицы до первого взаимодействия  $\lambda_1$ , а до второго —  $\lambda_2 > \lambda_1$ .

Эта модель, по существу, основывается на отмеченной выше возможности разделения движений первичной частицы и «всего остального». Здесь изучается движение первичной частицы в ядре на языке пробегов (или сечений). Из сопоставления с экспериментальными данными о лидирующих частицах следует, что их пробеги внутри ядра существенно больше (в 3—5 раз), чем ожидалось на основании данных о сечениях взаимодействия адронов со свободными нуклонами.

Была предложена и более сложная феноменологическая модель <sup>27</sup>, в которой в первом акте взаимодействия образуются лидирующий адрон и некоторый адронный кластер, взаимодействующий в дальнейшем с нуклонами ядра независимо. Первоначальные размеры этого кластера, по предположению,  $\sim \mu^{-1}$ . В дальнейшем кластер изотропно расширяется со скоростью, близкой к скорости света. Когда плотность падает до критического значения  $\sim \mu^4$ , начинается распад кластера. Сечение взаимодействия кластера с нуклонами предполагается существенно меньше адроннуклонного. Мы не имеем возможности обсудить здесь все детали этой сложной модели. Отметим лишь, что некоторые постулаты модели <sup>27</sup> соответствуют по своему духу статистической теории с расширяющимся объемом <sup>70</sup> и гидродинамической теории (см. ниже). Модель успешно объясняет ряд экспериментальных фактов (например, см. рис. 8). Неясно, однако, не является ли секретом подобного совпадения большое число свободных параметров.

2.5. Модель внутриядерных каскадов

Из сказанного выше следует, что простейший вариант каскадной модели, основанный на гипотезе о последовательных и независимых соударениях первичных и вторичных частиц с внутриядерными и нуклонами с сечениями взаимодействия такими же, как при соударениях с квазисвободными нуклонами, по меньшей мере слишком наивен, и его следует отвергнуть. Недоверие к подобной модели высказывалось уже довольно давно <sup>71</sup> в связи с невозможностью в рамках этой модели понять слабую зависимость множественности вторичных частиц от A. Эта модель также противоречит слабой зависимости от A других параметров: коэффициента неупругости K(A),  $\langle p_{\perp} \rangle$  и т. д. (см. гл. 1 и, в частности, рис. 14). Для «спасения» модели внутриядерного каскада приходится ad hoc вводить одно из следующих двух допущений:

а) Сечения взаимодействия вторичных адронов с внутриядерными нуклонами существенно меньше, чем сечения взаимодействия тех же частиц со свободными нуклонами.

б) Каскадные процессы осуществляются лишь для небольшой доли вторичных частиц, возникших в первом акте взаимодействия. Остальные частицы взаимодействуют коллективно.

Первое допущение эквивалентно предположению о локальном уменьшении плотности нуклонов в ядре по мере прохождения адронной лавины <sup>72, 73</sup>. В этом случае розыгрыш ядерных каскадов методом Монте-Карло позволяет получить согласующиеся с опытом результаты вплоть до энергий первичных протонов  $E_p \leqslant 70$  Гэв <sup>72, 73</sup>.

Второе допущение похоже на модель с лидирующей частицей и слабо взаимодействующим с ядерным веществом кластером <sup>27</sup>, о которой говорилось выше. В первом приближении это допущение приводит к неправильной зависимости множественности от  $A : \langle n(A) \rangle \sim A^{1/3}$ .

Более детальные расчеты <sup>74</sup> приводят даже к еще более сильной зависимости. Конечно, в каком-то ограниченном интервале энергий всегда можно подогнать параметры в каскадной модели и описать данные опыты. Однако в настоящее время совершенно неясно, какие предположения и сколько параметров следует ввести в теорию, чтобы описать эксперимент во всем исследованном интервале энергий хотя бы качественно \*).

Однако более принципиально другое: оба допущения, необходимые для «исправления» каскадной модели, по существу, эквивалентны введению протяженной виртуальной фазы. Поэтому более прозрачно физически — прямо трактовать виртуальную фазу в пространстве-времени.

#### 2.6. Гидродинамическая интерпретация взаимодействия адронов с ядрами

Не вдаваясь в историю вопроса и оставляя в стороне математический аппарат гидродинамической теории множественного рождения <sup>76, 77</sup>, напомним ее основные положения в применении к адрон-ядерному соударению <sup>71</sup>:

<sup>\*).</sup> Подробное обсуждение каскадной модели и результаты численных расчетов в резличных модификациях содержатся в монографии <sup>6</sup> и обзоре <sup>75</sup>.

1) Предполагается, что взаимодействие налетающего адрона осуществляется коллективно с нуклонами ядра, расположенными вдоль пути адрона в ядерном веществе. Первичный адрон как бы вырезает внутри ядра трубку в виде цилиндра с радиусом порядка  $\mu^{-1}$  ( $\mu^{-1}$  — эффективный размер области взаимодействия в поперечном направлении) и высотой, равной продольному размеру ядра в той системе отсчета, где рассматривается соударение адрона с трубкой.

2) По предположению, трубка ядерного вещества считается бесструктурной и в этом смысле принимается за отдельную частицу с массой, равной суммарной массе нуклонов в трубке.

3) В начальный момент соударения адрон и трубка представляют собой сжатые диски в соответствии с лоренцовским сокращением продольных размеров в движущихся относительно Л-системы системах отсчета.

4) Соударение адрона и трубки рассматривается в системе, где скорости адрона и трубки направлены навстречу и равны друг другу по абсолютной величине (система равных скоростей).

5) В начальный момент времени оба диска соприкасаются (рис. 22, а), затем в обе стороны от плоскости соприкосновения со скоростью D по адронной жидкости начнут распространяться ударные волны. Вещество между этими волнами покоится (заштрихованная часть рис. 22, б). Через  $t \approx r_0/D\gamma$  ( $r_0 \sim \mu^{-1}$  — размер некоторое время адрона в системе покоя, у — лоренц-фактор) ударная волна достигнет «границы» адрона (рис. 22, в). В этот момент начнется истечение адронного вещества из левой части системы в вакуум, и по ядерному веществу пойдет простая волна разрежения (рис. 22, г) со скоростью звука с<sub>0</sub>. Если  $c_0 > D$  и число нуклонов в трубке  $n_{\rm tp} > 4$ , то простая волна догонит ударную и, отразившись от нее, создаст первую отраженную волну. Ударная волна, движущаяся вправо, дойдет до края трубки, и в этот момент начнется истечение вещества в вакуум, а влево пойдет волна разрежения. Гидродинамический разлет будет продолжаться до тех поp, пока плотность адронного вещества не уменьшится величины ~  $\mu^4$  — характерной д0 плотности адронной материи. В этот момент адрон-

Рис. 22. Взаимодействие адрона с ядром в гидродинамической интерпретации.

а) Начальный момент столиновения адрона с трубкой ядерного вещества; б) распространение ударных волн в адронной жидкости; е) момент завершения распространения ударной волны и начала истечения адронного вещества в вакуум; г) движения простой волны разрежения в Ядерном веществе.

ное вещество начнет распадаться на реальные адроны в соответствии с законами статистики или термодинамики, если число вторичных частиц велико.

Подчеркнем, что положения 1)—5) не являются системой независимых постулатов гидродинамической модели. Кроме гипотезы о соударении с трубкой ядерного вещества, эти положения являются следствием двух основных гипотез — образования лоренц-сжатого объема, в котором покоится «классическая» жидкость, и установления локального статистического равновесия на всем протяжении гидродинамического разлета. Отметим, что в начальной стадии гидродинамического разлета, возможно, играют роль квантовые поправки. (Дискуссию по этому вопросу см. в <sup>77</sup>.)

По существу, на современном жаргоне гидродинамическая модель соответствует одномерному разлету двух кластеров в противоположных направлениях (см., например, <sup>78</sup>). Взаимосвязь между кластерами проявляется через законы сохранения. Важно, однако, подчеркнуть, что образование, разлет и распад кластеров в рамках этой модели описываются на основе относительно общих постулатов.

При конкретном решении гидродинамических уравнений, возможно, следует учитывать роль диссипативных процессов (вязкость), но мы для простоты пренебрегаем этими процессами. (см. дискуссию по этому вопросу в <sup>77</sup>).

Отметим еще два обстоятельства. В гидродинамической модели, как показывает качественный анализ 79, лидирующие нуклоны не должны входить в составную систему, подчиняющуюся законам релятивистской гидродинамики. Из-за действия принципа Паули нуклоны должны выталкиваться на периферию адронного вещества 79. Эти соображения носят настолько качественный характер, что их скорее следует полагать дополнительным постулатом теории. Это обстоятельство является, пожалуй, слабым моментом модели. Таким образом, в гидродинамической модели вся адронная система автоматически распадается на два адронных кластера, подчиняющихся законам гидродинамики, и лидирующие частипы. Характеристики лидирующей частицы являются свободными параметрами теории. Таким образом, гидродинамическая модель предполагает разделение процесса взаимодействия на три основные стадии: 1) образование в некотором начальном объеме сгустка адронной материи: 2) гидродинамический разлет адронного вещества; 3) распад адронного вещества на реальные адроны.

И еще одно обстоятельство. Характеристические пробеги элементов жидкости до их распада существенно превышают лоренц-сокращенные размеры ядер. Так, для медленных частиц это расстояние  $\sim r_0$ , а для быстрых  $\sim r_0 \sqrt{E_0/M}$  (см. <sup>2</sup>). Таким образом, система, в основном, распадается на реальные частицы вне ядра. Характеристики множественных процессов в гидродинамической модели по-разному зависят от конкретного физического содержания перечисленных стадий процесса. Поэтому сопоставление модели с опытом может пролить свет на справедливость гидродинамического описания на различных стадиях процесса <sup>77</sup>.

Поясним это утверждение более детально. От способа выбора начального объема зависит, в основном, поведение средней множественности  $\langle n(E_0) \rangle_A$  как функции первичной энергии  $E_0$  и числа нуклонов в ядре A. Гидродинамический разлет обусловливает распределение вторичных частиц по быстротам dn/dy. Конечная стадия определяет форму распределения вторичных частиц по поперечным импульсам  $dn/dp_{\perp}$  и их состав. Поэтому изучение разных характеристик, по существу, «проверяет» различные стадии гидродинамического подхода.

Приведем основные количественные выводы гидродинамической теории при значении параметра  $c_0^2 = 1/3$ , что соответствует идеальному ультрарелятивистскому газу. Именно при таком уравнении состояния теория хорошо согласуется с опытом <sup>77</sup>:

а) Множественность вторичных частиц 80:

где  $\alpha \approx 0.15 - 0.20$  \*).

$$\langle n (E_0) \rangle_A \sim E_0^{1/4} A^{\alpha},$$
 (14)

б) Распределение по быстроте  $y^*$  в Ц-системе при  $n_{
m Tp} < 3,7$ <sup>81</sup>:

$$\frac{dn}{dy} = \langle n \rangle \left( 2\pi \mathcal{L} \right)^{-1/2} \exp\left[ -\frac{(y^*)^2}{2\mathcal{L}} \right], \tag{15}$$

$$\mathcal{L} = 0,56 \ln \frac{E_0}{M} + 1,6 \ln \frac{n_{\rm Tp} + 1}{2} + 1,6, \tag{16}$$

<sup>\*)</sup> Часто полагают  $\alpha \approx 0,49$ . Однако эта оценка получается в результате усреднения по всем параметрам соударения (в том числе и на периферии ядра). Эта процедура, однако, недостаточна, чтобы вычислить значение  $\alpha$  с точностью 0,01.

 $\langle n \rangle \approx \langle n_s \rangle$  — средняя множественность (это, в основном, ливневые частицы),  $n_{\rm Tp}$  — число нуклонов в трубке:  $n_{\rm Tp} \sim A^{1/3}$ , M — масса нуклона,  $E_0$  — энергия нуклона в Л-системе.

в) При  $n_{\rm Tp} > 3,7$  в Ц-системе должна наблюдаться асимметрия разлета вторичных частиц. Этот эффект возникает вследствие асимметрии начальных условий (масса трубки  $M_{\rm Tp} \simeq MA^{1/3} \neq M$ ). В сторону движения трубки (область фрагментации ядра) вылетает в среднем больше частиц, чем в направлении движения первичного нуклона. Скорость Ц-системы  $v_c$  относительно системы равных скоростей, где разлет симметричен, составляет <sup>82</sup>:

$$v_{c} = \operatorname{th}\left[\frac{\sqrt{3}}{2} + \frac{2n_{\mathrm{Tp}} - 4 - 2\sqrt{3}}{7 + 4\sqrt{3}} - \operatorname{Arth}\left(\frac{n_{\mathrm{Tp}} - 4}{n_{\mathrm{Tp}} + 4}\right)\right].$$
 (17)

Поэтому распределение по у\* при n<sub>тр</sub> > 3,7 имеет следующий вид:

$$\frac{dn}{dy^*} = \langle n \rangle \left(2\pi \mathcal{L}\right)^{-1/2} \exp\left[-\frac{(y^* - y_c)^2}{2\mathcal{L}}\right],\tag{18}$$

$$y_c = \operatorname{Arth} v_c. \tag{19}$$

г) Распределение по  $p_{\perp}$  определяется, в основном, тепловым движением. Для  $E_0 \leqslant 10^{13}$  зв это допущение вполне оправдано <sup>83</sup>. Тогда

$$\frac{dn}{dp_{\perp}^{2}} \sim \sum_{r=1}^{\infty} (\pm 1)^{r-1} K_{1} \left[ r \sqrt{1 + \left(\frac{p_{\perp}}{\mu}\right)^{2}} \right].$$
(20)

 $K_1(x)$  — функция Бесселя от мнимого аргумента; знак минус в (20) выбирается для бозонов, знак плюс — для фермионов. Учет трехмерности гидродинамического разлета приводит к появлению слабой зависимости среднего значения  $\langle p_1 \rangle$  от  $E_0$ :

$$\langle p_{\perp} \rangle \sim E_0^{1/15}. \tag{21}$$

д) Состав вторичных частиц при  $n_i \gg 1$  (*i* — сорт частиц) определяется термодинамическими статистическими соотношениями (см., например, <sup>84</sup>):

$$\langle n_{\pi} \rangle : \langle n_{K} \rangle : \langle n_{\bar{n}} \rangle \simeq 1 : 0, 1 : 0, 01.$$

$$(22)$$

При  $\langle n_i \rangle \ll 1$  (i = K, p)

$$\langle n_{\mu} \rangle \sim \langle n_{\pi} \rangle^2.$$
 (23)

е) Качественно из законов сохранения очевидно, что в модели трубки должны существовать пионы (адроны), скорость которых в Ц-системе превышает скорость нуклонов ядра (или налетающего адрона).

Теперь уместно сопоставить предсказания модели с данными опыта (см. гл. 1).

Зависимость  $\langle n_s \rangle$  от A не противоречит закону (14) (см. п. 1.1 и рис. 3). Распределение по  $y^*$  удовлетворительно описывается зависимостями (15), (18) (см. п. 1.2). Это согласие хорошо продемонстрировано в работе <sup>24</sup> (см. рис. 7).

Распределения по  $p_{\perp}$  лишь очень слабо зависят от первичной энергии налетающих и образующихся частиц в соответствии с гидродинамической теорией; величина  $\langle p_{\perp} \rangle$  растет с ростом массы вторичной частицы (см. п. 1.6). Экспериментально наблюдаются пионы с энергией, превышающей энергию, приходящуюся на нуклон ядра в Ц-системе.

Наблюдается асимметрия вылета вторичных адронов. В области фрагментации ядра адронов больше, чем в области фрагментации налетающей частицы (см. п. 1.2). В рамках гидродинамической картины число вторичных нуклонов определяется полным поперечным импульсом, переданным ядру, и свойствами ядерного вещества. Поскольку значение  $n_{\rm TP}$  практически не зависит от  $E_0$ , то и число  $N_h$  не должно зависеть от значения  $E_0$ , что, по-видимому, согласуется с экспериментальными данными (см. п. 1.3, рис. 9).

Таким образом, наиболее существенные характеристики адрон-ядерных соударений при высоких энергиях вполне описываются в модели «трубки» в ее гидродинамической интерпретации \*).

Заметим в заключение, что мы проводили сопоставление с опытом при значении скорости звука  $c_0 = 1/\sqrt{3}$ . Сейчас экспериментальные данные недостаточно точны, чтобы исключить возможное изменение параметра  $c_0$  на 0,1 (см., например, <sup>24</sup>).

## 2.7. Модель Готтфрида

Недавно была предложена несколько своеобразная модель адронядерного соударения гидродинамического типа <sup>85</sup>, которую можно было бы назвать «гидродинамикой наоборот». В этой модели в качестве исходных данных используются экспериментальные закономерности поведения  $\langle n(E_0) \rangle \approx \langle n_s \rangle$ , dn/dy. При этом предполагается, что при высоких энергиях  $\langle n_s \rangle \sim \ln s/M^2$  и dn/dy = const. Гидродинамический подход в этой модели используется для восстановления развития процесса соударения с ядром во времени. При этом предполагается, что элементы адронной жидкости движутся по классическим траекториям в соответствии с уравнениями релятивистской гидродинамики. Начальные условия выбираются так, чтобы удовлетворить отмеченному выше поведению  $\langle n_s \rangle$  и dn/dy.

Основные постулаты модели можно сформулировать следующим образом. В результате первого соударения адрона с нуклоном ядра образуется вещество, состоящее из нескольких элементов. Эти элементы распределены по быстротам так же, как при столкновении адрона со свободным нуклоном (в первом приближении dn/dy = const). В этот момент возникшие элементы не тождественны реальным частицам; скорее здесь можно говорить о системах, сходных с элементами жидкости в гидродинамической модели. Далее эти элементы взаимодействуют с остальными нуклонов.

Характеристическим параметром разлета является лоренц-фактор элемента (эквивалент гидродинамической скорости): отношение его времени жизни т в Ц-системе к времени жизни  $\tau_0$  в собственной системе координат. Число элементов возрастает с увеличением отношения  $\tau/\tau_0$ , но всегда остается меньше, чем число реальных адронов. Затем элементы образовавшейся системы взаимодействуют со вторым, третьим и т. д. нуклонами трубки. Окончательный итог получается в результате суперпозиции столкновений в трубке и усреднения по всем хордам ядра \*\*). В результате подобной процедуры была получена зависимость  $\langle n(s, A) \rangle$ от аргумента A:

$$\langle n(s, A) \rangle = \langle n(s, 1) \rangle \left[ 1 + \frac{1}{3} (v_A - 1) \right], \qquad (24)$$

где  $\langle n(s, 1) \rangle$  — средняя множественность в адрон-нуклонном соударении;  $v_A \sim A^{1/3}$  — среднее число столкновений в ядре A. Зависимость (24) согласуется с экспериментальными данными (см. п. 1.1 и рис. 3).

 <sup>\*)</sup> Отметим, что в монографии <sup>6</sup> утверждалось, что модель «трубки» противоречит экспериментальным данным. Это замечание основано на недоразумении, поскольку там <sup>6</sup> проводилось сравнение при E<sub>0</sub> ≤ 10 Гэв, когда эта модель заведомо непригодна.
 \*\*) Последние данные о модели см. в обзоре <sup>86</sup>.

<sup>40</sup> 

Заметим, что модель Готтфрида была создана ad hoc для объяснения зависимости  $\langle n(s, A) \rangle$ . Однако автор модели основывался на доводе, что традиционная гидродинамическая теория неправильно описывает результаты опыта. Это заключение основывалось на неверном соотношении (см. <sup>74</sup>):

$$\langle n(s, A) \rangle = \langle n(sn_{\rm rp}, 1) \rangle, \qquad (25)$$

не учитывающем возрастание массы трубки при изменении А. Правильное соотношение в рамках гидродинамической модели:  $\langle n(s, A) \rangle = \langle n(sn_{\rm Tp}, n_{\rm Tp}) \rangle$ , которое приводит к зависимости (14), вместо неверной зависимости  $\langle n \rangle \sim A^{1/12}$ , фигурирующей в работе <sup>74</sup>. Поэтому отпадает основная предпосылка работ <sup>74, 85</sup> в необходимости модификации апробированного варианта гидродинамической модели, изложенной в п. 2.6. Поскольку модель Готтфрида не объясняет адрон-нуклонных соударений, а берет их характеристики из опыта или других теоретических соображений, то и в этом плане она имеет существенно более частный характер, чем гидродинамическая модель Ландау. Кроме того, в дискуссии по докладу <sup>86</sup> было подчеркнуто, что модель Готтфрида (в отличие от гидродинамической теории), релятивистски неинвариантна.

## 2.8. Гидродинамическая интерпретация взаимодействия фотонов и лептонов высокихэнергийс ядрами

Гидродинамическая теория была успешно использована для интерпретации процесса  $e^+e^- \rightarrow h^+$ ... (см. <sup>87, 88</sup> и обзор <sup>89</sup>). Поэтому возникает естественное стремление обобщить гидродинамический подход на случайстолкновений лептонов (l) и фотонов ( $\gamma$ ) с ядрами:

$$\gamma + A \to h + X, \tag{26}$$

$$l + A \to l + h + X, \tag{27}$$

где X — система «недетектируемых адронов». Основанием для подобного подхода является эквивалентность реального фотона  $\gamma$  или виртуального фотона  $\gamma^*$  в некотором смысле адрону (подробно см. п. 1.7). Действительно <sup>90, 91</sup>, в результате виртуальных переходов фотона  $\gamma$  (или  $\gamma^*$ ) некоторое время проводит в форме адронов. Время жизни «адронных состояний» фотона можно оценить из принципа неопределенности

$$\tau \Delta E \sim 1, \tag{28}$$

ΔE — разность энергий фотона и адронной системы при одинаковых импульсах. При высоких энергиях:

$$\Delta E_{\gamma} = \sqrt{E_{\gamma}^2 + m^2} - E_{\gamma} \approx \frac{m^2}{2E_{\gamma}}, \qquad (29).$$

$$\Delta E_{\gamma*} = \sqrt{(E_{\gamma*})^2 + m^2 + Q^2} - E_{\gamma*} \approx \frac{m^2 + Q^2}{2E_{\gamma*}}, \qquad (30)$$

 $Q^2 = -q^2 > 0$ ,  $q^2$  — квадрат переданного ядру (трубке) 4-импульса, m — масса виртуального адронного состояния.

Время, в течение которого фотон ведет себя как адрон (или адроны), растет с увеличением энергии:

. .

$$\tau_{\gamma} \sim \frac{2E_{\gamma}}{m^2} \,, \tag{31}$$

$$\tau_{\nu*} \sim \frac{2E_{\nu}}{m^2 + Q^2}. \tag{32}$$

Если пробег виртуальных адронов, на которые распался фотон  $\gamma$  ( $\gamma^*$ ), больше пробега адрона относительно взаимодействия в ядерном веществе, то  $\gamma$  (или  $\gamma^*$ )-квант эффективно взаимодействует с ядром через посредство своего адронного поля. Иначе говоря, взаимодействие  $\gamma$  (или  $\gamma^*$ ) можно трактовать в терминах взаимодействий адронов. Условия применимости подобного подхода сводятся к неравенствам:

$$E_{\gamma} \geqslant \frac{m^2}{\mu}, \qquad (33)$$

$$E_{\gamma*} \geqslant \frac{m^2 + Q^2}{\mu}.$$
 (34)

Тогда процесс соударения  $\gamma$  (или  $\gamma^*$ ) с ядром можно рассматривать как столкновение с трубкой с поперечными размерами  $\sim \mu^{-1}$ . За ось столкновения следует принять направление  $\mathbf{p}_{\gamma}$  (или  $\mathbf{p}_{\gamma^*}$ ).

Будем вначале говорить о реальных фотонах. Наиболее «щекотливый» вопрос возникает при выборе начального объема. Эта проблема обусловлена тем обстоятельством, что в случае  $\gamma A$  (или  $\gamma^* A$ ) соударения у налетающей частицы ( $\gamma$ , e,  $\mu$ ) отсутствует характеристический объем (для  $\gamma$ -кванта даже отсутствует система равных скоростей).

Мы примем два альтернативных допущения относительно начального объема <sup>92</sup>:

а) Начальный объем совпадает со сжатым объемом трубки в Ц-системе (так же как и в случае hA столкновений при  $n_{\rm TP} < 3,7$ ).

б) Начальный объем совпадает с несжатым объемом трубки в Л-системе  $(V \sim \pi n_{\rm Tp} \mu^{-3})$ . На такую возможность указывают некоторые сугубо модельные оценки <sup>93</sup> \*).

Обсудим далее неоднозначность в выборе начального объема. В основном, величина начального объема определяет зависимость  $\langle n_s(s, A) \rangle$ , а его форма — зависимости dn/dy и  $dn/dp_{\perp}$ . Наименее чувствительной характеристикой к выбору начального объема является состав вторичных адронов, который определяется лишь конечной температурой  $T_f$ . Для варианта a) можно использовать все выражения, полученные ранее для hA-столкновения (зависимость  $\langle n_s(s, A) \rangle$ ,  $\langle p_{\perp}(s, A) \rangle$  и т. д.).

Иные зависимости для функций  $(n_s(s, \bar{A}))$  и  $(p_{\perp}(s, A))$  получаются в варианте б):

$$\langle n_s \rangle \sim s^{3/8} A^{1/12},$$
 (35)

$$\langle p_{\perp} \rangle \sim s^{1/8} A^{-1/12},$$
 (36)

 $s\simeq 2M_{\rm тр}E_{\gamma}$ . Важно, что здесь значения  $\langle p_{\perp}\rangle$  существенно зависят от величины s. Предсказания модели относительно lA-соударений при  $Q^2 \leqslant M^2$  совпадают с предсказаниями для  $\gamma A$ -соударений при условии замены  $E_{\gamma}$  на  $E_{\gamma*}$  и  $\mathbf{p}_{\gamma}$  на  $\mathbf{p}_{\gamma*}$ . По-видимому, имеющиеся сейчас довольно скудные данные относительно взаимодействий фотонов и лептонов высоких энергий с протонами, дейтонами и ядрами (см. п. 1.7) указывают на то, что  $\langle p_{\perp}\rangle$  не зависит от s, а численное значение  $\langle p_{\perp}\rangle \sim 350~M se/c$  совпадает с величиной, измеренной в hN- и hA-соударениях. По-видимому, если гидродинамическую модель и можно использовать для описания lA-и  $\gamma N$ -столкновений, то лишь в варианте a). С точки зрения проверки общности всей концепции первостепенное значение имеет проверка универ-сальности функциональных зависимостей

$$\langle n_s(s, A) \rangle, \quad \frac{dn}{dy}(s), \quad \frac{dn}{dp_{\perp}}(s),$$

состава и т. д.

<sup>\*)</sup> В статье <sup>94</sup> указывалось, что в области глубокой неупругости продольные размеры области взаимодействия даже возрастают с увеличением энергии.

2.9. Пространственно-временная картина взаимодействия с ядром в партонной модели

а) Общие положения партонной модели. Партонная модель адронов <sup>91, 95</sup> является в настоящее время основой для качественного анализа глубоко неупругого лептон-адронного взаимодействия и процессов адрон-адронного взаимодействия. Напомним здесь основные положения этой модели, которые существенны для понимания последующих рассуждений. В рамках партонной картины предполагается. что:

1) Свободный адрон, движущийся вдоль оси z и обладающий большим импульсом  $p_h \gg m_h$  ( $m_h$  — масса адрона), виртуально диссоциирует на систему точечных частиц-партонов.

2) Время жизни партона, принадлежащего такой флуктуации,  $\tau_{\rm m} \sim E_{\rm m} m_{\rm m}^{-2}$ , где  $E_{\rm m}$  — энергия партона,  $m_{\rm m}$  — эффективная масса партона  $(m_{\rm m} \sim 1 \ \Gamma_{36})$ .

3) Точечность партонов обусловливает сравнительно слабое взаимодействие между партонами. Сильно взаимодействуют лишь партоны,

обладающие небольшим относительным импульсом  $(p_n^* \sim m_n)$ . Верхняя граница для полного сечения партон-партонного (или партон-адронного) взаимодействия определяется на основе соотношения унитарности для амплитуды взаимодействия в s-состоянии:

о (партон + партон → все) 
$$\leq 4\pi \lambda_{\pi}^2$$
,  
(37)

тде  $\lambda_{\pi} = (p_{\pi}^*)^{-1}$  — длина волны партона в системе центра инерции сталкивающихся партонов,  $p_{\pi}^*$  — импульс партона в этой же системе.

4) Благодаря малой вероятности взаимодействия между партонами,

принадлежащими одному и тому же ультрарелятивистскому адрону, спектр партонов по доле переносимого ими продольного импульса адрона  $x = p_{\pi}^*/p_{h}^*$  имеет вид  $f(x) \sim dx/x$  при  $x \ll 1$ . Из данных опыта по глубоко неупругому *ер*-взаимодействию следует, что при  $x \to 1$  спектр партонов внутри нуклона быстро убывает по закону  $f(x \to 1) \sim (1-x)^3$ . Партоны с импульсами  $p_{\pi} \leq m_{\pi}$  и партоны, летящие против направления импульса адрона, которому они принадлежат, практически отсутствуют в партонном спектре адрона.

5) Поперечные импульсы партонов  $p_{\pi \perp}$  ограничены  $\langle p_{\pi \perp} \rangle \leqslant m_{\pi}$ , т. е. не растут с ростом энергии адрона.

Наглядная картина взаимодействия ультрарелятивистского адрона a с покоящимся адроном h в рамках представления о партонах иображена на рис. 23. Адрон a последовательно распался на два партона с импульсами  $p_a/2$  (эта величина импульса выбрана условно для простоты изложения), один из образовавшихся партонов снова распался на два партона с импульсами  $p_a/4$  и т. д. С адроном-мишенью h взаимодействует лишь самый медленный партон флуктуации рис. 23 с импульсом  $p_{\rm fl} \sim m_{\rm fl}$ . После этого партоны могут превратиться в адроны (множественное рождение) или снова собраться в адрон a (упругое рассеяние), но последнее маловероятно  $9^{5}$ . На основе модели рис. 23 легко оценить число последовательно в споками рассивно с собраться в адрон рис. 23 легко оценить число последователься в собраться в собраться в собраться в собрань с с с с с с с с последнее маловероятно  $9^{5}$ .





вательных распадов: после  $n_{\rm n}$ -го распада импульс партона оказывается равным  $p_a/2^{n_{\rm n}}$ , и процесс деления продолжается до тех пор, пока импульс медленного партона не станет равным по порядку величины  $p_{\rm n} \sim m_{\rm n}$ , после чего медленный протон взаимодействует с адроном-мишенью h. Таким образом,  $p_a/2^{n_{\rm n}} \sim m_{\rm n}$ , откуда

$$n_{\rm m} \sim \ln \frac{p_a}{m_{\rm m}}.\tag{38}$$

Размер партонной флуктуации в поперечном направлении <sup>95</sup>\*)

$$\rho_{\perp} \sim m_{\pi}^{-1} \sqrt{\ln \frac{p_a}{m_{\pi}}}.$$
(39)

Далее, поскольку собирание партонов в первоначальный адрон послетого, как медленный партон провзаимодействовал с адроном-мишенью h(упругое рассеяние), маловероятно (что соответствует данным опыта), возникает вопрос, сколько адронов должно образоваться после превращения партонов в адроны. Представляется весьма возможным, что средняя множественность адронов  $\langle n \rangle$  должна быть пропорциональна числу партонов флуктуации (см. рис. 23):

$$\langle n \rangle \sim n_{\rm m} \sim \ln \frac{p_a}{m_{\rm m}} , \qquad (40)$$

что согласуется с предсказаниями мультипериферических моделей и не противоречит экспериментальным данным.

б) Процесс слияния «мягких» партонов в ядре иглубоко неупругое взаимодействие лептонов с ядром \*\*). Применим теперь партонную модель для описания взаимодействий адронов (фотонов) с ядрами.

Функция распределения партонов внутри нуклона по доле продольного импульса x определяется в опытах по глубоко-неупругому eN- или



Рис. 24. Диаграмма поглощения виртуального у-кванта (испущенного лептоном l) одним из партонов, на которые распался быстрый адрон h.

Правый нижний блок символизирует неизвестный механизм превращения партонов в адроны.

 $v_{\mu}N$ -взаимодействию. Процесс глубоко-неупругого взаимодействия в рамках партонной картины выглядит как поглощение виртуального  $\gamma$ -кванта (*W*-бозона) точечным партоном нуклона с последующим превращением системы партонов в реальные адроны (рис. 24).

Поскольку представление о партонах имеет смысл в системе отсчета, где имнульс нуклона достаточно велик <sup>91</sup>, рассмотрим процесс поглощения  $\gamma$ -кванта (W-бозона) в системе отсчета, где нуклон имеет достаточно большой импульс  $p \gg M$  (M — масса нуклона).

Пренебрегая понеречным движением партонов, обозначим 4-импульс первичного партона  $p_{\pi} = xp$ , где p - 4-импульс нуклона, тогда  $(p_{\pi} - q) = p'_{\pi}$ , где  $p'_{\pi} - 4$ -импульс вторичного партона, или

$$Q^2 = 2p_{\pi}q = 2xM\nu, \qquad (41)$$

44

<sup>\*)</sup> Впервые флуктуации виртуальных частиц в поцеречном направлении рассматривались в работе <sup>96</sup>.

<sup>\*\*)</sup> Этот и последующий разделы излагаются нами на основе работ <sup>97-100</sup>.

где v — энергия виртуального у-кванта (или W-бозона) в Л-системе,  $Q^2 = -q^2$ , q — 4-импульс у\*-кванта (W).

Из формулы (41) следует, что у\*-квант (W-бозон) поглощается не любым партоном, а вполне определенным, переносящим долю продольного импульса нуклона

$$x = \frac{Q^2}{2M_{\mathcal{V}}} \tag{42}$$

В случае взаимодействия с ядром сразу же возникает вопрос: какому из нуклонов ядра (в системе, где ядро движется с релятивистской скоростью) принадлежит партон, поглотивший  $\gamma^*$ -квант (W-бозон). Качественный ответ на этот вопрос можно получить, если воспользоваться принципом неопределенности. Действительно, если продольный импульс партона  $p_{n|l} = x |\mathbf{p}| (\mathbf{p} - 3$ -импульс нуклона ядра), то такой партон согласно принципу неопределенности локализован в продольном направлении в области

$$\Delta z \leqslant x^{-1} |\mathbf{p}|^{-1}. \tag{43}$$

В системе покоя ядра расстояние между нуклонами в продольном и поперечном направлениях составляет  $\Delta z_{12}^0 \sim \mu^{-1}$ ,  $\Delta \rho_{12} \sim \mu^{-1}$ . В движущейся системе отсчета продольные расстояния сокращаются в  $\gamma$  раз, где  $\gamma$  — лоренц-фактор системы ( $\gamma \approx |\mathbf{p}|/M$ ), M — масса нуклона:

$$\Delta z_{12} \sim \frac{M}{\mu \mid \mathbf{p} \mid}. \tag{44}$$

Если  $\Delta z_{12} \leqslant \Delta z$  (см. <sup>98</sup>), то партоны, характеризующиеся значениями

$$x \leqslant \frac{\mu}{M}$$
, (45)

оказываются принадлежащими сразу двум соседним нуклонам ядра. Так как относительные импульсы этих партонов достаточно малы, то они сравнительно сильно взаимодейству-

ют. В результате этого взаимодействия происходит слияние партонов друг с другом. При этом согласно основной гипотезе партонной модели в области малых *x* должно устанавливаться универсальное равновесное распределение партонов, принадлежащих двум соседним нуклонам ядра, вида \*)

$$dn_{\mathrm{II}}(x) \sim \mathrm{const} \cdot \frac{dx}{x}$$
. (46)

Плотность партонов с $x \leqslant \mu/M$ оказывается, благодаря процессу слияния, такой же, как у отдельного нуклона. Это положение составляет



Рис. 25. Диаграмма слияния двух партонных «гребенок». Цифрами указаны (условно) импульсы партонов.

основу применения партонной модели для качественного анализа адронядерных соударений. На теоретико-полевом языке в простейшем варианте с лагранжианом взаимодействия  $\mathbb{Z}_{int} = \lambda \varphi^3$  процесс слияния партонов выглядит как слияние двух партонных «гребенок», принадлежавших соседним нуклонам (рис. 25), в одну «гребенку», начиная с некоторого значения  $x = x_0 \sim \mu/M$ . На рис. 25 два партона с импульсами, равными условно «1», сливаются в партон с импульсом «2», который, распадаясь,

<sup>\*)</sup> Подобное распределение тесно связано с гипотезой масштабной инвариантности (см. <sup>91</sup>).

образует партонную «гребенку» с меньшими значениями импульсов партонов: 1, 1/2, 1/4 и т. д.

Таким образом, при значениях  $x \leqslant x_0$  начинается процесс слияния партонных флуктуаций соседних нуклонов. С уменьшением x локализация партонов в продольном направлении может превысить размеры ядра:  $\Delta z \geqslant RM/|\mathbf{p}|$  (R — радиус ядра в системе покоя). Это произойдет при

$$x \leqslant (RM)^{-1} \sim x_0 A^{-1/3}.$$
 (47)

При выполнении неравенства (47) партонные флуктуации нуклонов ядра, имеющих одни и те же поперечные координаты, перекроются в продольном направлении. Благодаря процессу слияния партонов, плотность распределения таких партонов по x оказывается такой же, как у отдельного нуклона.

Подсчитаем количество нуклонов, партоны которых слились при  $x \leq x_0 A^{-1/3}$  в единую «гребенку». Плотность нуклонов в движущемся ядре составляет

$$d \sim A \left(\frac{4\pi}{3} R^3 \frac{M}{|\mathbf{p}|}\right)^{-1}.$$

Объем части ядра, в которой произошло слияние партонов в продольном направлении,  $V \sim \pi \rho_{\perp}^2 R M / |\mathbf{p}|$ . Отсюда находим число нуклонов, партоны которых слились:  $\tilde{n} \sim \rho_{\perp}^2 R / r_0^3$ , где  $\rho_{\perp}$  — поперечный размер партонной флуктуации (см. (39)),  $R = r_0 A^{1/3}$ ,  $r_0 \sim \mu^{-1}$ . Число мягких партонов в ядре, имеющих  $x \leqslant x_0 A^{-1/3}$ , в результате эффекта слияния уменьшится в  $\tilde{n}$  раз, т. е. эффективное число нуклонов в ядре в процессе взаимодействия, характеризующемся значениями  $x \leqslant x_0 A^{-1/3}$ , будет порядка <sup>98</sup>

$$N_{a\phi\phi} \sim \frac{A}{\tilde{n}} \sim A^{2/3},\tag{48}$$

если  $\rho_{\perp} \leq \mu^{-1}$ . Это означает, например, что полное сечение взаимодействия ядра с адроном (фотоном, *W*-бозоном) в области  $x \leq x_0 A^{-1/3}$  зависит от A по закону (см. п. 1.4)

$$\sigma_{\rm tot} \sim A^{2/3}.\tag{49}$$

В области значений  $x_0A^{-1/3} \leq x \leq \mu/M$  вместо эффективного числа партонов, характерного для дифракционной области (47), партонная модель предсказывает увеличение числа партонов. Действительно, на рис. 25 показано слияние двух «гребенок». Если бы «гребенки» не сливались, то имелось два партона с импульсами, условно равными 1. При слиянии двух «гребенок» образуется партон с импульсом 2 (рис. 25), который, распадаясь, дает еще один партон с импульсом 1 и партоны с импульсами 1/2, 1/4 и т. д. В результате в конечном состоянии имеется три партона с импульсами 1, а не два, как у двух неслившихся «гребенок». Этот эффект получил название эффекта антиэкранировки <sup>98</sup>.

в) Множественное рождение адронов на ядрах. Процессы множественного рождения адронов на ядрах принято рассматривать в Л-системе, где ядро покоится. Мы будем следовать этой традиции, подчеркивая, однако, там, где необходимо, связь предсказываемых явлений с пространственной картиной распределения партоновв ядре, рассмотренной ранее в системе отсчета, где ядро движется.

Опираясь на мультипериферические (мультиреджевские) модели, можно полагать, что ливневые частицы (n<sub>s</sub>) являются, в основном, фрагментами налетающего адрона, родившимися вне ядра или на его периферии. Эти частицы образуются в результате превращения быстрых партонов, испущенных налетающим адроном, во вторичные адроны.

Такие партоны имеют импульсы

$$p_{\rm m} \geqslant R m_{\rm m}^2 \sim m_{\rm m} x_0^{-1} A^{1/3} = p_{\rm Kp} \tag{50}$$

и могут распространяться в продольном направлении на расстояния

$$\Delta z \sim \tau_{\rm n} c \sim \frac{p_{\rm n}}{m_{\rm n}^2} \geqslant R,\tag{51}$$

превышающие размер ядра. Форма спектра таких партонов в импульсном пространстве и, соответственно, спектр адронов, в которые они превращаются, не зависит от параметров ядра и совпадает со спектром адронов, рождающихся в столкновениях со свободными нуклонами. Сечение взаимодействия партонов с импульсами (50) с нуклонами весьма мало, согласно основному постулату партонной модели (см. (37)). Эти партоны соответствуют в антилабораторной системе (где движется ядро) партонам, которые являются общими для всех нуклонов ядра в трубке с поперечными размерами  $\rho_{\perp} \sim \mu^{-1}$  ( $x \leq x_0 A^{-1/3}$ ). Как уже отмечалось, эти партоны дают основной вклад в дифракцонный механизм взаимодействия. В этой части спектра форма инклюзивного распределения вторичных адронов не отличается от спектра при соударении со свободными нуклонами. Такие адроны (p > p<sub>кp</sub>) получили название быстрых ливневых частиц <sup>98</sup>. Если энергия налетающего адрона  $E_0$  начинает превышать  $E_{\rm kp} \approx p_{\rm kp}$ , то энергия, приходящаяся на партоны, которые могут сильно взаимодействовать с нуклонами ядра, перестает расти. Это означает, что при  $E_0 > E_{\rm KD}$  должно наступать явление, которое в работе <sup>98</sup> было названо предельной фраг-ментацией ядра \*). Оно заключается в том, что энергетические спектры «серых» и «черных» частиц, а также распределения по множественности, корреляции между вторичными частицами и другие характеристики адронядерного взаимодействия перестают зависеть как от энергии налетающей частицы, так и от ее сорта. Это же свойство выполняется и для ливневых частиц с импульсами  $m_{\rm H} x_0^{-1} \leqslant p \leqslant p_{\rm KD}$ , которые происходят от партонов, сравнительно сильно взаимодействующих с нуклонами ядра и вызывающих развал ядра. Такие частицы можно назвать медленными ливневыми частицами. В антилабораторной системе медленные ливневые частицы образуются из партонов, имеющих значения  $x_0 A^{-1/3} \leqslant x \leqslant x_0$ . При  $E_0 > E_{\rm KD}$  инклюзивные спектры медленных ливневых частиц и корреляции между их множественностью и множественностями «серых» и «черных» частиц, имеющих  $p \leqslant m_{\rm fl} x_0^{-1}$ , перестают зависеть от  $E_0$  и сорта налетающей частицы а. То же самое справедливо и для корреляций между множественностями быстрых ливневых и «серых» и «черных» частиц.

Экспериментальные данные, которых пока весьма немного, согласуются качественно со сделанными выше предсказаниями (см. гл. 1 и рис. 3, 6, 7, 9).

Отметим в заключение этого раздела основные качественные следствия партонной модели для процессов множественного рождения на ядрах:

1) При энергиях  $E_0 \ge m_n x_0^{-1} A^{1/3} \sim 20 A^{1/3} \Gamma_{\partial \theta}$  ( $x_0 \sim 0.05$ ,  $m_n \sim 1 \Gamma_{\partial \theta}$ ) должно наблюдаться явление предельной фрагментации ядра в смысле <sup>98</sup>. В этой области все характеристики ядерного каскада перестают зависеть от энергии и сорта первичной частицы. Это предсказание оправдывается на опыте (см. п. 1.1 и рис. 9).

<sup>\*)</sup> Отметим, что аналогичный термин был введен в работе <sup>101</sup>, где обсуждается процесс образования кумулятивных протонов и дейтонов на ядрах, т. е. физически иной эффект, чем в <sup>98</sup>.

## 2) Множественность быстрых ливневых частиц оценивается как

$$\langle n_{sf} \rangle \approx \operatorname{const} \cdot \int_{m_{\pi}/E_0}^{x_0 A^{-1/3}} \frac{dx}{x} \approx \operatorname{const} \cdot \ln\left(\frac{E_0 A^{1/3}}{m_{\pi} x_0}\right),$$
 (52)

где const — универсальная константа для всех ядер в силу универсальности спектра мягких партонов при  $x \leqslant x_0 A^{-1/3}$  для всех ядер в антилабораторной системе.

Форма инклюзивного спектра быстрых ливневых частиц совпадает с формой инклюзивного спектра на нуклонной мишени в области фрагментации налетающей частицы  $dn_A/dy \approx dn_N/dy$ . Это представление также оправдывается на опыте (см. рис. 6, 7).

3) Множественность медленных ливневых частиц 98 зависит от А как

$$\langle n_{sc} \rangle \sim \tilde{n} \sim \operatorname{const} \cdot A^{1/3},$$
(53)

тде  $\tilde{n}$  — число нуклонов, у которых перекрываются облака цартонов с  $x_0 A^{-1/3} \leq x \leq x_0$  (см. раздел б), где происходит обогащение партонами за счет их слияния. Как отмечалось в работе <sup>98</sup>, если учесть взаимодействие партонов в конечном состоянии, то зависимость  $\langle n_{sc} \rangle$  от A может оказаться существенно слабее, чем в (53).

4) Ограниченность  $\langle p_{\perp} \rangle$  в партонной модели постулируется с самого начала. По самому смыслу модели  $\langle p_{\perp} \rangle$  не должно зависеть от A, что согласуется с имеющимися данными (см. п. 1.6).

5) Партонная модель предсказывает разную зависимость  $\langle n_s(A) \rangle$ в различных областях спектра по переменной x. Согласно 2) множественность быстрых ливневых частиц  $\langle n_{sf} \rangle$  очень слабо (логарифмически) зависит от A. Множественность медленных ливневых частиц согласно 3)  $\langle n_{sc} \rangle \sim A^{1/3}$  или даже слабее из-за взаимодействия партонов в конечном состоянии <sup>98</sup>. В среднем для этой части спектра ожидается сравнительно слабая зависимость  $\langle n_s(A) \rangle$ , что качественно согласуется с данными опыта (см. п. 1.1, рис. 3).

6) Мы не касались в данной работе сложной проблемы испускания первичным адроном сразу нескольких партонных «гребенок». При взаимодействии адронов с ядрами при высоких энергиях этот эффект должен приводить к некоторому увеличению множественности ливневых частиц <sup>99</sup>.

Отметим в заключение этого раздела, что в рамках партонной модели имеется целый ряд проблем, которые необходимо будет решать в дальнейшем как в теоретическом, так и экспериментальном плане. Во-первых, величина  $x_0$ , критическая для эффекта слияния «мягких» партонов внутри ядра, может оказаться весьма малой ( $x_0 \approx 0.03 - 0.05$  <sup>98,100</sup>). Тогда большинство из обсуждавшихся выше эффектов будет проявляться лишь при очень высоких энергиях.

Во-вторых, имеющиеся данные об образовании адронов с большими  $p_{\perp} \ge 2 \Gamma_{\partial 6}/c$  свидетельствуют о том, что инвариантное дифференциальное сечение рождения таких адронов на ядрах  $Ed^{3}\sigma_{A}/d^{3}p \sim A^{1,1-1,2}$  (см. п. 1.6 и рис. 15). В рамках партонной картины взаимодействия такие адроны должны возникать в результате соударения сравнительно жестких партонов налетающего адрона с нуклонами ядра. Для таких партонов ядро прозрачно, и следовало бы ожидать зависимости  $Ed^{2}\sigma_{A}/d^{3}p \sim A$ .

Наиболее трудная и в то же время наиболее важная задача состоит в том, чтобы придать партонной модели количественный характер для адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействий. В этом направлении уже имеются первые успешные попытки <sup>100</sup>, которые позволяют пока еще довольно грубо (с точностью до 20—30%) описать имеющиеся данные (см. гл. 1) о зависимостях dn/dy и  $R_A = \langle n(E_0, A) \rangle / \langle n(E_0, A) \rangle$  от  $E_0$  и A для ливневых частиц \*).

Отметим в заключение парадоксальную близость предсказаний гидродинамической и партонной моделей, что сильно затрудняет их экспериментальное размеживание. Эта близость обусловлена квазиодномерностью разлета как партонов, так и адронной жидкости в гидродинамике, а также лоренцевским растяжением времени жизни элементов системы. В обоих случаях  $\tau \sim E/m^2$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные и теоретические исследования взаимодействий быстрых частиц с ядрами приводят нас к некоторой качественной картине пространственно-временного развития адронных полей во время взаимодействия. Пространственная область взаимодействия превышает размеры ядра; это обстоятельство подводит нас к новой физике в том смысле, что ядро выступает как анализатор эволюции виртуальной фазы в пространстве-времени. Эта картина пока еще далека от завершения. Но тем не менее, можно высказать надежду, что дальнейшее изучение этого вопроса прояснит существенные аспекты сильного взаимодействия. Не претендуя, разумеется, на окончательное мнение, можно с этой целью предположить следующую программу дальнейших исследований:

1. Детальное изучение зависимости  $\langle n(E_0, A) \rangle$ ;  $Ed^3\sigma/d^2p$ , dn/dy,  $dn/dp_{\perp}$ , K(A) на различных ядерных мишенях. В частности, интересно исследование  $dn/dp_{\perp}(A)$  при  $p_{\perp} \ge 2 \Gamma_{36}/c$ .

2. Весьма важно проверить универсальность распределений (или отсутствие такового) для различных типов налетающих частиц (p, n,  $\pi$ , K,  $\bar{p}$ ,  $\gamma$ , l и т. д.).

3. Весьма интересно изучить состав образованных частиц для различных мишеней и типов налетающих частиц. Например, подтверждение роста  $\langle p_{\perp} \rangle$  с  $E_0$  свидетельствовало бы в пользу моделей гидродинамического типа. Доказательство универсальности распределений свидетельствовало бы о значительной роли конечных этапов процесса.

Все эти вопросы либо начинают изучаться, либо пока еще являются практически «белыми» пятнами. При исследовании множественных процессов на ядрах целесообразно использовать новые для этой области физики методы, например, магнитные спектрометры, большие пузырьковые камеры с тяжелым наполнением (Ne, Xe) и т. д.

В теоретическом плане представляется существенным дальнейшее развитие теоретико-полевого подхода (партонной модели), уточнение понятий кластеризации и более строгое сопоставление теоретических моделей (например, модели трубки) с экспериментальными данными.

Нам представляется, что нужно прежде всего сконцентрировать внимание на изучении зависимостей характеристик сравнительно быстрых частиц от *A* и энергии, имея в виду, что характеристики медленных частиц скорее определяются состоянием возбужденного ядерного вещества, а не полем налетающих элементарных частиц. Свойства ядерного вещества при высоких давлениях представляют, сами по себе, огромный интерес (например, в свете возможного возбуждения ударных волн в ядре <sup>102</sup>), но это уже совершенно иной вопрос, требующий отдельного рассмотрения.

<sup>\*)</sup> В работе <sup>100</sup> проведены расчеты каскада партонных взаимодействий с внутриядерными нуклонами. Следует подчеркнуть, что физика модели <sup>100</sup> кардинально отличается от традиционной каскадной модели (см. п. 2.5). В работе <sup>100</sup> оцениваются превращения виртуальных частиц (партонов), взаимодействие которых с нуклонами и между собой не имеет пичего общего с взаимодействием реальных адронов. Однако методика расчетов партонного ливня похожа на методику расчета каскадов реальных адронов.

#### приложение

#### НЕУПРУГОЕ ВЗАИМОЛЕЙСТВИЕ АДРОНОВ С ЯПРАМИ В ОПТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ И МЕТОЛ ГЛАУБЕРА

Ниже приводится упрощенный вывод зависимости сечений когерентного и некогерентного образования адронов на ядрах от сечений взаимодействия первичных и вторичных адронов с внутриядерными нуклонами. Будем считать, что ядро представляет собой непрерывную ядерную среду с плотностью Ap (r), где A — число нуклонов в ядре. Такое рассмотрение справедливо для средних и тяжелых ядер, когда сред-



Рис. 26. Иллюстрация метода расчета процесса взаимодействия апрона а с ядром с образованием адрона c.

Волнистая линия указывает, что при рас-Волнистая линия указывает, что при рас-пространении внутри ядра адроны а и с ис-пытывают поглощение. В — точка, где образовался вторичный адрон с, R — средний радиус ядра, О — центр тяжести ядра, b — прицельный параметр; ось z направлена вдоль импульса налетающего апрона а.

ний пробег адрона в ядре 
$$\lambda \ll R$$
 ( $R$  — радиус  
ядра). Пусть реакция

$$a + N \rightarrow c + N$$
 (II.1)

характеризуется амплитудой  $f_{ac}$  (q) (q<sup>2</sup>  $\approx t'$ ) и происходит на внутриядерном нуклоне при некотором значении прицельного цараметра b в точке с продольной координатой в интервале от z до z + dz (рис. 26). Посколь-ку при высоких энергиях упругое рассеяние происходит, в основном, на малые углы, будем считать, что до точки, где осуществляется реакция (П.1), адрон а двигался по прямолинейной траектории. Аналогично предполагается, что вторичный адрон с также движется по прямолинейной траектории (рис. 26). Подобный метод рассмотрения взаимодействий с ядрами получил название оптического приближения. Рассмотрим процесс когерентного образования адрона с на ядре А. В этом случае необходимо суммировать амплитуды. реакции (П. 1) по всем возможным прицельным параметрам и по всем интервалам Δz.

При этом следует учесть, что число-нуклонов-мишеней в интервалах от z до z + dz и от **b** до **b** + d**b** составляет dn = $= A\rho$  (**b**, z) dzd**b**. Амплитуда волновой функции налетающего адрона будет ослаблена из-за взаимодействий, произошедших до осуществления реакции (П. 1).

Фактор ослабления амплитуды волновой функции первичного адрона, пришедшего в точку z и вызвавшего реакцию (П. 1), равен \*):

$$\varkappa_{a} (\mathbf{b}, z) = \exp\left[-\frac{1}{2} \sigma_{aN} A \int_{-\infty}^{z} \rho(\mathbf{b}, z') dz'\right], \qquad (II.2)$$

где σ<sub>ам</sub> — полное сечение а*N*-взаимодействия. Аналогично, фактор ослабления амплитуды волновой функции втор**ично**го адрона с, родившегося в точке z и прошедшего затем через ядро, равен:

$$\varkappa_{c}(\mathbf{b}, z) = \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma_{cN}A\int_{z}^{\infty}\rho(\mathbf{b}, z') dz'\right], \qquad (\Pi.3)$$

где о<sub>сл</sub> — полное сечение с*N*-взаимодействия.

Для вычисления амплитуды когерентного процесса на ядре

$$a + A \rightarrow c + A$$
 (II.4)

необходимо амплитуду процесса (П. 1) на связанном нуклоне ядра  $f_{ac}$  (q)  $e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}$  ( $\mathbf{r}$  — координата нуклона ядра) домножить на факторы поглощения падающей и уходящей волн и и и и и а также на число нуклонов в элементе dzdb и проинтегрировать по объему ядра. После проведения указанных операций находим:

$$F_{ac}(\mathbf{q}) = A f_{ac}(\mathbf{q}) \int d\mathbf{b} \int dz e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \rho(\mathbf{b}, z) \varkappa_{a}(\mathbf{b}, z) \varkappa_{c}(\mathbf{b}, z). \quad (\Pi.5)$$

<sup>\*)</sup> При однородной плотности ядра в области  $0 \le r \le R$  из формулы (П. 2) следует очевидный результат:  $\varkappa_a = \exp(-l/2\lambda)$ , где  $l = \sqrt{R^2 - b^2} + z$  пробег до осуществления реакции (П. 1),  $\lambda = (A \rho \sigma_{aN})^{-1}$  средний пробег адрона *a* в ядерной среде.

Эффективное число нуклонов, участвующих в когерентном процессе (П. 4), очевидно, равно:

$$N_{\mathbf{R}\mathbf{r}} = \mathbf{A} \int d\mathbf{b} \int dz e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \rho (\mathbf{b}, z) \varkappa_a (\mathbf{b}, z) \varkappa_c (\mathbf{b}, z).$$
(II.6)

Формула (П. 6) может быть получена и в рамках теории многократного дифракционного рассеяния Глаубера при переходе к пределу достаточно тяжелых ядер ( $A\gg 1$ ,  $R\gg\lambda$ ) 60,61 и в пренебрежении вещественной частью амплитуды упругого рассеяния адронов на нуклонах на нулевой угол (т. е. пренебрегается преломлением адровных волн в ядерной среде)<sup>61</sup>. Подчеркнем, что в формулы (П.2) и (П.3) входят полные сечения aN- и cN-взаимодействий, поскольку даже процесс упругого рассеяния приводит к нарушению когерентности.

Подобным же образом можно рассмотреть процесс некогерентного образования адрона с на ядре А:

$$a + A \rightarrow c + A',$$
 (II.7)

где A' — возбужденное ядро или продукты фрагментации ядра в конечном состоянии. Поскольку рождение адрона с на ядерных нуклонах происходит некогерентным образом, следует просуммировать не амплитуды, а сечения образования с в интервалах от z до z + dz и от  $\mathbf{b}$  до  $\mathbf{b} + d\mathbf{b}$ . При этом следует учесть факторы поглощения потоков первичных (a) и вторичных (c) адронов, которые равны, соответственно,  $x_a^2$  и  $x_c^2$ . Количество нуклонов-мишеней в элементарных интервалах dz и db по-прежнему равно  $dn = A\rho(\mathbf{b}, z) dz d\mathbf{b}$ . С учетом всех указанных факторов находим дифференциальное сечение некогерентного процесса (П.7) 61:

$$\frac{d\sigma_{\rm HFT}}{dt'} = A \frac{d\sigma_{ac}}{dt'} \int d\mathbf{b} \int dz \rho(\mathbf{b}, z) \,\varkappa_a^2(\mathbf{b}, z) \,\varkappa_c^2(\mathbf{b}, z), \qquad (\Pi.8)$$

где  $d\sigma_{ac}/dt'$  — дифференциальное сечение процесса (П.1) на отдельном нуклоне. Из формулы (П.8) следует, что эффективное число нуклонов ядра, участвующих в некогерентном процессе, составляет:

$$N_{\rm HRF} = A \int d\mathbf{b} \int dz \rho (\mathbf{b}, z) \,\varkappa_a^2 (\mathbf{b}, z) \,\varkappa_c^2 (\mathbf{b}, z). \tag{11.9}$$

Заметим дополнительно, что в факторы  $\varkappa_a$ ,  $\varkappa_c$  в данном случае входят не полные сечения, а только сечения неупругого aN- и cN-взаимодействия, поскольку упругое рассеяние не ослабляет потоки падающих и образующился частиц. Формула (П.9) также следует из более строгого анализа соответствующих выражений, получаемых на основе метода Глаубера в приближении достаточно тяжелых ядер  $(A \gg 1, R \gg \lambda)^{60}$ . Таким образом, эффективные числа нуклонов ядра  $N_{\rm KF}$  и  $N_{\rm HKF}$  зависят от сечений

взаимодействия первичных и вторичных адронов с внутриядерными нуклонами, что и позволяет получать сведения об этих сечениях из экспериментальных данных о процессах когерентного и некогерентного образования. Более строгий вывод формул оптического приближения, а также формулы теории многократного дифракционного рассеяния Глаубера с образованием адронных резонансов или адронных систем с малой множественностью можно найти в работах <sup>62-64</sup>.

Московский инженерно-физический институт Институт космических исследований AH CCCP

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева, Множественные процессы при высоких энергиях, М., Атомиздат, 1974. 2. Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, Теория множественных процессов,
- М., Атомиздат, 1976.
- 3. С. А. Славатинский, Изв. АН СССР, сер. физ. 39, 1172 (1975).
- 4. С. В. А. М с С и s k e r. Phys. Rept. C20, No. 4 (1975). 5. В. С. М у р з и н, Л. И. С а р ы ч е в а, Космические лучи и их взаимодействие, М., Атомиздат, 1968.
- 6. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев, Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами, М., Атомиздат, 1972.
- 7. A. Gurtu, P. K. Malhotra, J. S. Mittra et al., Phys. Lett. B50, 391 (1974).
- 8. С. А. Азимов, Во Ван Тхуан и др., Препринт ФТИ АН УзССР, Ташкент, 1975; ЯФ 22, 1167 (1975).

- 9. Р. L. Jain, B. Girard et al., Phys. Rev. Lett. 34, 972 (1975). 10. М. И. Атанелишвили, О. Л. Бердзеншвили идр., Изв. АН СССР, сер. физ. 38, 915 (1974); Письма ЖЭТФ 18, 490 (1973); 19, 405 (1974).
- Н. Х. Бостанджян, Д. Т. Вардумян, Г. А. Марикян, К. А. Ма-тевосян, Изв. АН СССР, сер. физ. 38, 912 (1974).
   J. Ваbecki, Acta Phys. Polon. B6, 443 (1975).
   P. R. Vishwanath, A. E. Bussian et al., Phys. Lett. B53, 479
- (1975).

- (1975).
  14. W. Busza, J. E. Elias et al. Phys. Rev. Lett. 34, 836 (1975).
  15. J. Babecki, Rapport IFJ No. 911/PH, Krakow, 1976.
  16. Z. Koba, H. B. Nielsen, P. Olesen Nucl. Phys. B40, 317 (1972).
  17. О. М. Козодаева, Н. В. Масленникова идр., ЯФ 22, 730 (1975).
  18. Ж. С. Такибаев, П. В. Морозова, Н. С. Титова, ЯФ 20, 392 (1974).
  19. А. А. Горячих, Ж. С. Такибаев, Н. С. Титова и др., ЯФ, 13, 1267 (1971).
  20. J. I. Cohen, E. M. Friedlander et al., Lett. Nuovo Cimento 9, 337 (1974).
  21. F. M. Friedlander, M. Marcu, B. Nitu, ibid., p. 341.

- 21. Е. М. Friedlander, М. Marcu, R. Nitu, ibid., p. 341.
   22. Алма-Ата Ленинград Москва Ташкент сотрудничество, ЯФ 19, 1046 (4077), 23. 722 (4077) (1974); 22, 736 (1975). 23. Р. L. Jain, M. Kazuno et al., Phys. Rev. Lett. 33, 660 (1974). 24. Э. В. Шуряк, ЯФ 24, 630 (1976). 25. М. И. Адамович, Б. Н. Калинкин и др., Препринт ФИАН СССР

- № 89, Москва, 1975.
- Алма-Ата Ленинград Москва Ташкент сотрудничество, Contributed paper on 17th Int. Conference of High Energy Physics No. 797 (Sect. A2), London, 1974.
   Б. Н. Калинкин, В. Л. Шмонин, Препринт ОИЯИ Р2-7869, Дубна,
- 27. Б. Н. Калинкин, В. Л. Шмонин, препринт Ойли F2-7009, дуона, 1974; ЯФ 21, 628 (1975).
   28. J. W. Martin, J. R. Florian, et al., Nuovo Cimento A25, 447 (1975).
   29. J. Babecki, Z. Czachowska et al., Phys. Lett. B52, 247 (1974).
   30. Ю. П. Горин, С. П. Денисов идр., ЯФ 18, 336 (1973).
   31. А. И. Бабаев, Э. В. Брахман и др., ЯФ 20, 71 (1974).
   32. Р. V. R. Murthy, С. А. Ауге et al., Nucl Phys. B92, 269 (1975).
   33. Т. Я. Иногамова, Б. Н. Калинкин и др., Препринт ОИЯИ Р1-8464, Uniform 4074

- Дубна. 1974.
- 34. Э. А. Мамиджанин, Р. М. Мартиросов, ЯФ 20, 107 (1974). 35. Ж.С. Такибаев, И. Я. Часников, В. В. Анзон, Препринт ИФВЭ АН Каз. ССР ЭВЭ-10, Алма-Ата, 1974.
- 36. С. А. Азимов, А. М. Абдуллаев, идр., Изв. АН СССР, сер. физ. 38, 898 (1974).
- 97. О. Л. Бердзенишвили, Д. И. Гарибашвилиидр., ibid. 35, 2033
- (1971). 38. И. Н. Фетисов, ibid., с. 2187. 39. М. О. Азарян, С. Р. Геворкян, Э. А. Мамиджанян, ЯФ 20, 398 111

- (1974).
  40. J. W. Cronin, Phys. Rev. D11, 3105 (1975).
  41. D. O. Caldwell, V. B. Elings et al., Phys. Rev. D7, 1362 (1973).
  42. W. R. Ditzler, M. Breidenbach et al., Phys. Lett. B57, 201 (1975).
  43. J. Eickmeyer, et al., Phys. Rev. Lett. 36, 289 (1976).
  44. W. L. Lakin, T. J. Braunstein et al., ibid. 26, 34 (1971).
  45. M. May, E. Aslanides et al., ibid. 35, 407 (1975).
  46. T. Белерикор, В. И. Бересиев, Г. Т. Запецин идр., ЯФ 15,

- 46. Л. Б. Безруков, В. И. Береснев, Г. Т. Зацепин идр., ЯФ 15, 313 (1972). 47. a) S. Chin, S. Higashi et al., in: Proc. of 13th Intern. Conference on Cosmic
- (Rays, Denver (1971), c. 1. 6) V. V. Borog, A. A. Petrukhin,
- in: Proc. of 14th Intern. Conference on Cosmic Rays, München, 1975, v. 6, р. 1949. 48. Н. Н. Віпдһат, Preprint CERN/D. Ph. II/Phys/70-60; в кн. Труды Между-
- народного семинара по взаимодействию частиц высокой энергии с ядрами, вып. 1, M., Атомиздат, 1974, с. 50. 49. С. Ветрогаd, W. Beusch et al., Nucl. Phys. **B33**, 397 (1974). 50. R. Arnold, J. P. Engel et al., Nuovo Cimento A17, 393 (1973). 51. A. M. Cnops, F. R. Huson et al., Phys. Rev. Lett. 25, 1132 (1970).

- 52. F. R. Huson, D. J. Miller et al., Nucl. Phys. B8, 391 (1968).
- **53**. В. Н. Болотов, В. В. Исаков идр., ЯФ **20**, 949 (1974).
- 54. А. Д. Василькова, М. Г. Горнов и др., ЯФ 17, 327 (1973). 55. А. М. Балдин, Исследования с релятивистскими ядрами, в кн. Материалы 6-й школы МИФИ по физике ядра, М., МИФИ, 1975.
- 56. Г. А. Лексин, Ядерный скейлинг, ibid.

- 61. В. М. Колыбасов, в кн. Элементарные частицы, вып. 1, М., Атомиздат, 1975, с. 59. 62. А. В. Тарасов, Ч. Цэрэн, ЯФ 12, 978 (1970). 63. А. В. Тарасов, Ч. Цэрэн, Препринт ОИЯИ Р2-5604, Дубна, 1971. 64. С. Р. Геворкян, В. М. Жамкочян, А. В. Тарасов, ЯФ 21, 288 (1975).

- 64. 6.1.1 своркян, в.м. тамкочян, А.В.Тарасов, ЯФ 21, 288 (1975).
  65. І. М. Dremin, А. М. Dunaevsky, Phys. Rept. C18, 162 (1975).
  66. Е. Л. Фейнберг, ЖЭТФ 50, 202 (1966); вкн. Проблемы теоретической физики, сборник памяти И. Е. Тамма, М., «Наука», 1972, с. 248.
  67. Е. Л. Фейнберг, в кн. Труды школы молодых ученых Сухуми, Дубна, ОИЯИ, 1973, с. 56.
- 68. A. I. Demianov, V. S. Mursin, L. I. Sarycheva, in: Proc. of 14th Intern. Conference on Cosmic Rays, v. 7, München, 1975, p. 2522. 69. Г. Т. Зацепин, Изв. АН СССР, сер. физ. 5, 647 (1962).

- 70. И. Я. Померанчук, ДАН СССР 78, 889 (1951). 71. И. Л. Розенталь, Д. С. Чернавский, УФН 52, 185 (1954). 72. В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, ЯФ 13, 743 (1971).
- 73. В. С. Барашенков, С. М. Елисеев, ЯФ 18, 196 (1973). 74. К. Gottfried, CERN Preprint TH 1735 (1973).

- 75. В. С. Барашенков идр., УФН 109, 91 (1973).
  75. В. С. Барашенков идр., УФН 109, 91 (1973).
  76. Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ. 17, 51 (1953).
  77. И. Л. Розенталь, УФН 116, 271 (1975).
  78. Ж. С. Такибаев, Препринт ИФВЭ АН Каз. ССР 24-75, Алма-Ата, 1975.
  79. С. А. Гурвиц, Е. И. Дайбог, И. Л. Розенталь, ЯФ 14, 1268 (1971).
  80. С. Э. Беленький, Г. А. Милехин, ЖЭТФ 29, 920 (1955).
- 81. Г. А. Милехин, ЖЭТФ 35, 1185 (1958)
- 82. А. А. Емельянов, Тр. ФИАН СССР 29, 169 (1965). 83. Г. А. Милехин, И. Л. Розенталь, ЖЭТФ 53, 197 (1957). 84. Е. Л. Фейнберг, УФН 104, 539 (1971).
- 85. K. Gottfried, Preprint CERN CZNS-260 (1974); Phys. Rev. Lett. 32, 957 (1974).
- K. L. Bertocchi, in: Proc. 6th Intern. Conference on High Energy Phys. and Nuclear Structure, Santa Fe, 1975, p. 238.
   F. V. Shuryak, Phys. Lett. B34, 509 (1971).
   F. Cooper, G. Frey, E. Shonberg, Phys. Rev. Lett. 32, 862 (1974).
   E. L. Feinberg, in: Proc. of 5th Intern. Collogium on Collision Multiparticle Underduration (1977).

- Нуdrodynamics, Leipzig, 1974, р. 789. 90. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 57, 1278 (1969). 91. Р. Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами, М., «Мир», 1975.

- 92. Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, ЯФ 24, 665 (1976).
  93. А. Н. Миеller, Phys. Rev. D2, 2241 (1970).
  94. Б. Л. Иоффе, Письма ЖЭТФ 20, 360 (1974).
  95. В. Н. Грибов, вкн.: Элементарные частицы. І. Школа ИТЭФ, вып. 1, М., Атомиздат, 1973, с. 65.

- 10 миздаї, 1975, с. 05.
  96. Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, УФН 82, 3 (1964).
  97. О. В. Канчели, Письма ЖЭТФ 18, 465 (1973).
  98. В. И. Захаров, Н. Н. Николаев, ЯФ 21, 434 (1975).
  99. Н. Н. Николаев, Препринт ИТФ АН СССР, Черноголовка, 1975.
  100. Н. Н. Николаев, Препринт ИТФ АН СССР № 18, Черноголовка, 1975.
- 101. Ю. Д. Баюков и др., ЯФ 18, 1246 (1973). 102. Н. G. Baumgardt, J. U. Schott, E. Schopper, цит. в <sup>68</sup> сборник, p. 2292.