

С 3436  
М-55

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2383



В.Н. Мехедов

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ РАСЩЕПЛЕНИЯ  
С ПОМОЩЬЮ ФОТОЭМУЛЬСИЙ

АЛБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

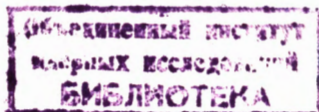
1965

P-2383

В.Н. Мехедов

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ РАСЩЕПЛЕНИЯ  
С ПОМОЩЬЮ ФОТОЭМУЛЬСИЙ

Направлено в УФН



3717/2 149.

## В в е д е н и е

Реакциям расщепления, происходящим под действием частиц с энергиями 100 Мэв и выше, в фотографической эмульсии соответствуют "звезды". Они представляют собой акты испускания из одной точки в разных направлениях нескольких частиц, которые оставляют следы (лучи) неодинаковой длины и степени почернения. В этих реакциях выбрасываются одиночные и связанные вторичные нуклоны, а также разного рода мезоны, гипероны и другие частицы с широким спектром энергий (от нескольких Мэв и выше). Изучение звезд — один из наиболее продуктивных методов исследования реакций расщепления. Звезды дают возможность видеть сам акт взаимодействия, измерить угловые и энергетические распределения вторичных частиц. Однако из-за сложного состава эмульсии возникает неопределенность в выборе исходного ядра мишени. Нет возможности регистрировать испускание нейтронов. Поэтому для воссоздания полной картины процесса необходимо привлекать другие методы, в частности, радиохимические, наблюдение распределений ядер отдачи и т.д.

Теоретическое объяснение реакций расщеплений базируется на каскадно-испарительной модели. Применение ее оказалось успешным для объяснения актов взаимодействия с ядрами протонов и нейтронов высоких энергий. Однако пригодность этой модели для описания реакций с дейтронами и  $\alpha$ -частицами высоких энергий не доказана, и возможно, что именно эти реакции могут стать критическим испытанием модели. В настоящей статье излагаются основные экспериментальные данные об образовании звезд, накопленные на современных ускорителях. Вопросы методики работы с эмульсиями и теория процесса мы описывать не будем, так как они превосходно изложены в обзорах<sup>1,2/</sup>. Изучение звезд важно не только для правильного описания картины взаимодействия с ядрами быстрых частиц или выяснения строения ядра, но и при решении ряда практических вопросов, например, расчетов защиты и т.д.

Образование звезд под действием протонов и нейтронов

Наиболее подробно и в самом широком интервале падающих энергий образование звезд под действием протонов наблюдалось в электронно-чувствительных эмульсиях (G -5). Интервал прослеженных энергий простирается от 100 Мэв до 27 Гэв<sup>/3-28/</sup>. Основные характеристики звезд на протонах приведены в таблице 1. Мы рассматриваем вначале взаимодействия с усредненными ядрами эмульсии. Поскольку основной компонентой эмульсии являются ядра AgBr, то большинство событий относится к этим элементам. В таблице указана  $\lambda_{ЭВ}$  -длина свободного пробега протонов данной энергии для процесса образования звезд и характеристики лучевого распределения событий;  $Y_{\text{лах}}$  - количество лучей, отвечающих максимальному образованию звезд;  $N_{\text{мах}}$  - максимальное и  $\bar{N}$  -среднее число лучей при данной энергии налетающих частиц для звезд с тремя и большим числом лучей. Затем приведены данные по средним числам черных ( $N_{\text{ч}}$ ), серых ( $N_{\text{с}}$ ) и релятивистских ( $N_{\text{р}}$ ) следов. В предпоследней колонке указана величина  $B = \frac{E_{\text{р}}}{N_{\text{мах}}}$ , то есть минимальная затрата энергии падающей частицы на образование одного луча.

Т а б л и ц а 1

E <sub>р</sub> Мэв	$\lambda_{ЭВ}$ , см	Распределение звезд по числу лучей			Доля лучей в звездах			Литература	
		$Y_{\text{мах}}$	$N_{\text{мах}}$	$\bar{N}$	Черных	Серых	Релятивист.		
					$N_{\text{ч}}$	$N_{\text{с}}$	$N_{\text{р}}$	B	
130-140	32,6 <sup>+2,5</sup> <sub>-2,0</sub>	2	6	3,6	≈ 0,41	≈ 0,59	-	22	4,5
240	36,1 <sup>+2,6</sup> <sub>-2,1</sub>	2	6	3,8	-	-	-	40	7
340	-	3	8	4,2	-	-	-	43	6
350-400	58 ± 9	3	9	4,1	0,78±0,04	0,22±0,02 <sup>x)</sup>	-	33-45	8
405	-	3	9	4,0	0,56±0,02	0,44±0,02	-	45	9
600	33,7 <sup>+3,0</sup> <sub>-2,7</sub>	1	11	4,8	-	-	-	55	10
660	39±5	4	11	5,3	-	-	-	60	12
950	37,0±2,3	2	13	6,1	0,61	0,26	0,13	73	13,14
2,2 Гэв	33,0±6,0	3-6	>18	9,2	0,79	0,135	0,073	120	15
3,2	-	2-5	>25	-	-	-	-	-	16
5,7	37,6±5,3	-	30	10,7	-	-	-	-	17
9,0	34,7±1,5	1-4	34		(4,7±0,5)	(3,1±0,4)	(3,2±0,2)	-	19-22
20,5	35,6±1,5	3-6	46-47	13,4		(7,1±0,4)	(5,3±0,21)	-	24
27,0	35,1±1,5	3-6	44	15,3		(17,5±0,4)	(6,2±0,2)	-	24

x) сложены серые и слабо черные треки; ( ) - среднее число лучей.

Как видно из таблицы 1, величины  $\lambda_{зв}$  оказываются одинаковыми и не зависящими от энергии налетающих протонов почти во всех случаях. Они согласуются друг с другом в пределах ошибок опыта (за исключением <sup>/8/</sup>) для всего рассматриваемого интервала энергий. Более подробные данные о величинах  $\lambda_{зв}$  на протонах до 2,2 Гэв и выше 5,7 Гэв содержатся в работах <sup>/13,24/</sup>. Длина  $\lambda_{зв}$  оказывается несколько больше  $\lambda_{геом}$  - средней длины свободного пробега в фотоэмульсии, рассчитанной из геометрического сечения взаимодействия с усредненным ядром эмульсии ( $\lambda_{геом} = 25$  см). Различие между  $\lambda_{зв}$  и  $\lambda_{геом}$  указывает на некоторую прозрачность ядра (около 20%) для протонов таких энергий.

Переходя к лучевым распределениям, которые представляют собой кривые с максимумами, медленно спадающими при большом числе событий, мы видим, что при всех энергиях с наибольшим выходом образуются звезды с относительно малым числом лучей. На основании имеющихся данных трудно утверждать, что с ростом энергии имеет место смещение максимального выхода звезд в сторону большего числа лучей, но для величины  $N_{max}$  и  $\bar{N}$  такая тенденция наблюдается. При этом увеличение значения  $\bar{N}$  идет более медленно, чем  $N_{max}$ . Для приведенного в таблице 1 интервала энергий протонов величина  $N_{max}$  возрастает почти в 7 раз, между тем как для среднего числа лучей наблюдается рост только в 5 раз.

Сведения относительно доли черных, серых и релятивистских лучей в звездах очень отрывочны; особенно нуждаются в уточнении данные по серым и черным лучам. Тем не менее из таблицы видно, что и при наименьшей энергии в звездах обнаруживаются серые треки, доля которых увеличивается с энергией протонов. С дальнейшим увеличением энергий протонов (примерно после 500 Мэв) в процессе звездообразования начинает играть все большую роль образование релятивистских частиц.

Когда падающая энергия достаточно велика, релятивистские частицы уносят большую часть их энергии. Например, согласно <sup>/22/</sup>, среднее значение энергии, уносимой релятивистскими частицами в звездах при 9,0 Гэв, составляет  $7,4 \pm 1,0$  Гэв, в то время как на серые треки приходится  $870 \pm 90$  Мэв, а на черные -  $183 \pm 18$  Мэв. Среднее число релятивистских частиц, рожденных в звезде, медленно увеличивается с ростом энергии и при 27,0 Гэв оно становится равным 6,2. Зависимость среднего числа релятивистских частиц, как функции энергии протонов, приведена на рис. 1, который взят из работы <sup>/24/</sup>. Из рисунка видно монотонное увеличение доли мезонов с ростом энергии. Отличительной особенностью является также постоянство среднего числа "тяжелых" треков (черных + серых) при разных энергиях протонов. Последнее утверждение иллюстрируется рис. 2, также заимствованным из работы <sup>/24/</sup>. Из рис. 2 видно, что в широком диапазоне энергий  $\bar{N}_T$  лежит в пределах (6,5 - 9,0). Рис. 3 показывает связь между количеством "тяжелых" треков  $N_T$  и ливневых частиц  $N_p$  для

двух групп ядер фотоэмульсии: легких (C, N, O) и тяжелых (Ag, Br) при энергии 25 Гэв<sup>/24/</sup>. Обе группы ядер имеют различную зависимость  $N_p$  от  $\bar{N}_T$ . Для легких элементов количество плотных треков почти не зависит от  $N_p$ . Причиной такого различия может служить то обстоятельство, что легкие элементы даже при незначительной передаваемой энергии будут полностью разваливаться на составляющие их протоны и  $\alpha$ -частицы. У тяжелых элементов имеет место линейное увеличение  $N_T$  от  $N_p$ . Это объясняется тем, что их полная дезинтеграция маловероятна, и количество испаряющихся частиц будет поэтому сильно зависеть от передаваемой ядру энергии при рождении релятивистских частиц.

Величина В (см. таблицу 1) систематически растет с увеличением энергии налетающих протонов. В области 130 Мэв В = 22 Мэв, затем (примерно от 240 до 800 Мэв) В становится равной 40–50 Мэв и далее сильно увеличивается. Сильное увеличение В при энергиях порядка нескольких Гэв указывает на то, что значительная доля падающей энергии расходуется на образование различного рода мезонов и гиперонов. Малые величины В могут служить, вероятно, дополнительным указанием на какой компоненте (легкой или тяжелой) произошло расщепление.

Вероятность разных актов взаимодействия протонов с веществом фотоэмульсии видна из таблицы 2. Здесь проводился подсчет случаев различных взаимодействий при прослеживании вдоль следов падающих частиц, что исключает возможность потерь таких событий, как безлучевые звезды, рассеяние на малые углы, однолучевые звезды и т.д.

Т а б л и ц а 2

Наименование события	Количество событий		
	$E_p = 950 \text{ Мэв}^{/13/}$	$E_p = 680 \text{ Мэв}^{/12/}$	$E_p = 600 \text{ Мэв}^{/10/}$
Звезды	202	58	140
Рассеяние на ядре	$43 (\leq 5^\circ) + 29 (> 5^\circ)$	50	$68 (\leq 6,5^\circ) + 23 (> 6,5^\circ)$
рр -рассеяние	-	3	-
Исчезновение следов	0	2	2
Исправленное число всех неупругих столкновений	-	67	-
$\lambda_{зв}$ на легких элементах (см)	-	$237 \pm 74$	-
$\lambda_{зв}$ на тяжелых элементах (см)	-	$47 \pm 7$	-
$\sigma_l$ (барн)	$0,2 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,06$	-
$\sigma_T$ (барн)	$1,1 \pm 0,12$	$1,06 \pm 0,15$	-

Из таблицы 2 видно, что число актов звездообразования примерно равно числу рассеяний протонов высоких энергий на сложных ядрах. Число  $p-p$ -рассеяний на атомах водорода, входящих в состав фотозумьсий при 860 Мэв, не превышает 5% общего числа звезд.

Интегральное распределение вероятностей образования звезд, содержащих релятивистский трек, с данным числом тяжелых треков при энергии 28,7 Гэв и его разложение на компоненты приведено на рис. 4, который взят из работы<sup>/27/</sup>. Распределение построено для всех случаев, исключая  $p, p$  взаимодействия с атомами водорода. Можно видеть, что в интегральном распределении появляются "изломы" при  $N_T = 5$  и  $N_T = 18$  и имеется "хвост", отвечающий звездам с большим числом тяжелых треков. Авторы<sup>/27/</sup> разлагают это распределение на случаи образования ливневых частиц в одиночных взаимодействиях с легкой ( $N_T < 5$ ) и тяжелой ( $N_T \leq 18$ ) компонентой эмульсии и случаи множественных процессов соударений в тяжелых ядрах (хвост). Данные об образовании звезд, полученные различными авторами при одинаковых энергиях падающих нуклонов, в общем удовлетворительно согласуются друг с другом. Это видно, например, при сопоставлении результатов, найденных при энергии протонов 130<sup>/4/</sup> и 135<sup>/6/</sup>, 240<sup>/7/</sup> и 245<sup>/8/</sup>, 350-400<sup>/8/</sup> и 405 Мэв<sup>/9/</sup> и т.д.

Перейдем к рассмотрению звезд, образованных в G-5 эмульсии (или подобной ей) нейтронами высоких энергий. Опыты проводились в интервале энергий от 90 Мэв до 1,5 Гэв<sup>/7,8,28-32/</sup>. Просмотр велся только по площади. Наиболее чистые случаи наблюдения описаны в работе<sup>/7/</sup>, авторы которой для отделения событий на нейтронах высоких энергий применяли парафиновый фильтр. Результаты наблюдения звезд от нейтронов сведены в таблице 3.

Т а б л и ц а 3

$E_0$ , Мэв	Распределение по числу лучей			Количество лучей в звездах			Литература	
	$Y_{max}$	$N_{max}$	$\bar{N}$	$N_q$	$N_o$	$N_p$		$B$
90	-	8	-	-	-	-	18	29
180	3	8	3,6				30	7
300	3	8	3,7	2,9±0,2	0,74±0,07	-	50	8
395 <sup>x)</sup>	3	9	4,2	-	-	-	43	30
900	5	12	4,6	2,8	1,4	0,2	75	31
1500	3-4	18	8,5	-	-	-	83	32

x) Эмульсия, позволяющая дискриминировать многозарядные треки.

В этой таблице приняты те же обозначения, что и в таблице 1. Хотя в звездах от нейтронов легче отличать случаи двухлучевых событий от пересечения следов, тем не менее мы приводим величину  $\bar{N}$ , вычисленную, как и в таблице 1, для распределений с тремя и более числом лучей.

Из таблиц 3 и 1 видно, что средние характеристики звезд, образованных нейтронами, подобны характеристикам, получаемым при бомбардировке протонами сопоставимых энергий.

Относительно вероятности испускания серых следов получены следующие данные: процент звезд, содержащих, по крайней мере, один серый трек, уменьшается с увеличением числа лучей. Для двухлучевых звезд около 70% содержат серый трек<sup>/7,8/</sup>. С ростом числа лучей доля серых треков уменьшается и уже для 8-лучевых событий они почти не наблюдаются. Это установлено для протонов с энергией 240<sup>/7/</sup> и 400 Мэв<sup>/8/</sup>. Для нейтронов с энергией 180 Мэв<sup>/7/</sup> частота появления серых следов несколько отличается от той, которая имеет место в случае бомбардировки протонами. По другим данным ( $E_p = 880$  Мэв<sup>/12/</sup>), около половины всех звезд содержат по одному или более серому треку, а среднее число серых треков на одно расщепление составляет  $0,98 \pm 0,2$ . Таким образом, вероятность появления серых следов при указанной энергии составляет около половины сечения образования звезд. Число актов испускания серых треков при бомбардировке протонами или нейтронами с энергией около 400 Мэв примерно одинаково<sup>/8/</sup>. 30% звезд не имеют серых треков, примерно 80% имеют по одному, а около 10% звезд имеет по два и более серых трека. Однако вопрос о вероятностях испускания серых следов еще недостаточно изучен. Особенно не ясна ситуация при энергиях частиц выше 1 Гэв, где имеется сравнительно немного подробных исследований.

#### Угловые и энергетические распределения треков

Сведения об угловых распределениях черных, серых и релятивистских треков представлены в таблице 4. В большинстве случаев угловые распределения являются монотонно уменьшающимися функциями с возрастанием угла вылета  $\theta$  относительно направления падающих частиц. Поэтому для характеристики углового распределения достаточно привести величину отношения числа частиц, вылетевших в интервале углов от  $0$  до  $90^\circ$ , к числу частиц, испущенных в интервале углов  $90-180^\circ$  (отношение вперед-назад).

Как видно из таблицы 4, отношение вперед-назад для черных треков в большинстве случаев примерно одинаково и составляет около 1,8. Только при 880 и 950 Мэв получены несколько меньшие значения, но здесь также отмечается значительно большая



Т а б л и ц а 4

Энергия Мэв	Отношение вперед-назад у треков				Литера- тура	Приме- чание
	Черные	Слабо- черные	Серые	Реляти- вистские		
Протоны 240	1,78	6,9	80	-	6	-
350-400	1,8	3,6	25,7	-	8	Все звезды
350-400	1,85	-	-	-	8	$N_{\max} \geq 5$
350-400	1,8	-	-	-	8	$N_{\max} \geq 6$
400	1,77	6,4	14,5	-	8	-
660	1,2	-	30,4	-	12	
950	1,4	-	4,6	24,6	14	
2,2 Гэв	-	-	10,0	16,0	15	-
9,0 Гэв	1,86	-	2,8 4,1	6,9 8,7	22	Тяжелые ядра Легкие ядра
9,0 Гэв			11,5		19	
Нейтроны 180	1,69	9,3	26,1		7	
400	1,88	4,5	8,0		8	
900	1,76	-	3,4	2,7	31	

направленность вперед вылетающих медленных частиц (отношение вперед-назад  $> 1$ ). Лишь в работе <sup>/14/</sup> угловые распределения оказались кривыми с максимумами, лежащими при углах  $\theta = 80^\circ$  для черных и  $40-50^\circ$  - для серых треков. Слабо-черные треки, выделение которых сделано лишь в работах <sup>/6,8/</sup>, характеризуются большей анизотропией. Отношение вперед-назад для них испытывает значительные колебания при переходе от одной энергии к другой, что может быть обусловлено некоторой условностью отбора таких треков. С этой точки зрения более надежным является выделение серых и релятивистских треков, которые при относительно малых энергиях налетающих частиц показывают исключительно большую величину анизотропии. С возрастанием энергии степень анизотропии серых следов уменьшается. Немонотонный характер уменьшения величины отношения вперед-назад при различных энергиях может быть обусловлен трудностями разделения серых и релятивистских треков. Угловые распределения различных треков в звездах, образованных протонами и нейтронами, в общем оказываются подобными друг другу. Следует отметить значительную анизотропию распределений серых треков на протонах

при 240 Мэв по сравнению со звездами от нейтронов при 180 Мэв. Точно так же нужно указать на малую анизотропию распределений релятивистских треков для нейтронов с энергией 900 Мэв по сравнению с распределением этих треков при энергии протонов 950 Мэв. Почему это происходит - не ясно, и требуется дальнейшее уточнение экспериментальных данных.

Энергетические распределения черных треков изучались в звездах, образованных протонами с энергиями  $140^{/5/}$ ,  $600^{/11/}$ ,  $660^{/12/}$  и  $950$  Мэв  $^{/14/}$ , причем в последних двух работах среди черных треков выделялись медленные протоны и  $\alpha$ -частицы. Во всех случаях энергетические распределения представляют собой кривые с максимумом, лежащим примерно при одинаковой энергии (для протонов - 6-8 Мэв, для  $\alpha$ -частиц - 10-14 Мэв). Кривые резко спадают в области малых и сравнительно медленно - в области высоких энергий. Характерно, что у протонов и  $\alpha$ -частиц начало спектра лежит при сравнительно малых энергиях (от 2-4 Мэв), что в 3-5 раз меньше величины номинального кулоновского барьера для этих частиц. Последнее обстоятельство может быть отчасти объяснено примесью расщеплений легких элементов, величина кулоновского барьера которых существенно ниже, а в основном - предсказываемым теорией снижением кулоновского барьера тяжелого ядра с его возбуждением. Указать границу распределения в области высоких энергий трудно из-за условности разделения черных и серых треков. Наиболее подробные  $^{/12/}$  спектры черных треков приведены на рис. 5 и 6. Авторы цитируемой работы наблюдали отдельно треки протонов и  $\alpha$ -частиц, испущенных в переднюю и заднюю полусферы. Из рис. 5 и 6 видно, что имеется небольшое уменьшение энергии частиц, вылетающих в заднюю полусферу. Например, у протонов средняя энергия меньше на 12%, а у  $\alpha$ -частиц на 17%. Это различие, более заметное у  $\alpha$ -частиц, отчасти объясняется переносным движением ядер при испарении, и частично - наличием примеси высокоэнергичных  $\alpha$ -частиц, испускаемых в процессе фрагментации. Скорость переносного движения, согласно  $^{/5/}$ , оценивается равной  $1,5 \cdot 10^8$  см·сек $^{-1}$ . Средняя энергия протонов и  $\alpha$ -частиц, вылетающих по всем направлениям, составляет около 10,0 и 15,0 Мэв, соответственно. На том же рисунке кривой показан спектр протонов, рассчитанный  $^{/12/}$  по теории испарения. Видно удовлетворительное согласие теории в описании основной части спектра. Наличие "хвоста" при больших энергиях может обуславливаться примесью выбитых протонов.

Энергетическое распределение серых следов изучалось в звездах, образованных протонами с энергиями 450, 950 Мэв  $^{/14/}$  и 9,0 Гэв  $^{/22/}$ . Во всех указанных работах принимается, что серые следы представляют собой протоны больших энергий. Между тем, не исключено, что некоторую часть из них могут давать дейтроны, ядра трития,  $\alpha$ -частицы, если они были испущены с большой энергией. Также возможно, что некоторые серые треки были образованы мезонами сравнительно малых энергий. Энерге-

тические распределения серых треков показаны на рис. 7. По оси ординат отложена доля серых треков в процентах. Их энергия определялась большей частью методом счета зерен на единице длины. Рисунок 7 показывает, что характер распределения серых треков в звездах при разных энергиях примерно одинаков. Во всех случаях наблюдается постепенное уменьшение количества треков с возрастанием их энергии. Гистограммы распределения простираются вплоть до 500 Мэв. Указанная верхняя граница является следствием того, что частицы более высоких энергий будут давать релятивистские треки. Вопрос о том, для всех ли энергий падающих частиц имеет место одинаковый характер энергетического распределения серых треков, остается открытым.

Относительное содержание протонов и  $\alpha$ -частиц среди черных лучей измерялось лишь при энергиях 660 и 950 Мэв<sup>/12,14/</sup>. В случае расщеплений тяжелой компоненты эмульсии, в пределах ошибок измерения, отношение  $\alpha/p = 0,36$ , независимо от величины падающей энергии или от количества лучей в звезде<sup>/12/</sup>.

#### Расщепления легких элементов эмульсии

Расщепление ядер легкой компоненты эмульсии изучалось при бомбардировке протонами с энергией 130<sup>/4/</sup>, 140<sup>/33/</sup>, 660<sup>/13,34/</sup>, 950 Мэв<sup>/35/</sup> и 0,0 Гэв<sup>/22/</sup>, а также нейтронами с энергией 300 Мэв<sup>/36/</sup>. Для уверенного отделения событий, протекающих на легкой компоненте, в<sup>/4/</sup> проводилось сопоставление звезд, образованных в обычной эмульсии и в разбавленной в 4 раза желатиной. В работе<sup>/36/</sup> акты расщепления легких ядер наблюдались в слое желатины, покрытой с обеих сторон G-5 эмульсией, а в<sup>/34/</sup> — между слоями эмульсии П-9. Критериями отбора случаев расщеплений легких элементов в работе<sup>/22/</sup> служили следующие признаки: число лучей должно быть меньше или равно 7; отсутствует след ядра-отдачи; нет электрона распада остаточного ядра; среди всех следов имеется, по крайней мере, один с длиной 10–50 мк.

Сечение взаимодействия легких ядер эмульсии с протонами при энергии 130 Мэв найдено равным  $(160 \pm 70)$  мб. Такая же величина вероятности расщепления приведена в таблице 2 для энергий 660 и 950 Мэв. Установлено<sup>/34/</sup>, что в 25% актов расщеплений легких элементов наблюдаются ядра отдачи, а в 75% случаев они разваливаются нацело. В лучевых распределениях чаще всего встречаются события с числом лучей 2–3. По мере возрастания количества лучей число многолучевых звезд монотонно уменьшается. С увеличением энергии протонов максимум распределения звезд по числу лучей, видимо, перемещается в сторону многолучевых<sup>/34,38/</sup>. Значения  $\bar{N}$  для энергий 130, 660 и 950 Мэв найдены равными 3,0; 2,7 и 4,6. Количества звезд с одним, двумя, тремя и т.д. числом черных лучей при 660 Мэв<sup>/34/</sup> следующие: 2,7; 23,5; 36,6; 24,6; 9,7; 2,5 и 0,4%, соответственно. При бомбардировке нейтронами в желатине

$\bar{N} = 3,72 \pm 0,03$  и оказывается почти равным числу лучей, найденному для легких ядер фотоэмульсии ( $3,65 \pm 0,1$ ). Количество черных, серых и релятивистских треков в случае расщеплений легкой компоненты характеризуется следующими данными. Уже при энергиях 140 Мэв, 75% расщеплений сопровождаются испусканием серых треков, которые направлены преимущественно в переднюю полусферу. Половина из них лежит в интервале углов  $0-40^\circ$  по отношению к пучку. Отношение вперед-назад = 9,8. Величина анизотропии распределения черных треков значительно меньшая, а для треков, приписываемых протонам, отношение вперед-назад =  $2,3 \pm 0,3$ . Для 950 Мэв средние количества ливневых частиц, серых и черных треков в звездах с числом лучей 2 найдены равными:  $0,65 \pm 0,05$ ;  $1,10 \pm 0,07$  и  $3,2 \pm 0,26$ , в их отношении вперед-назад составляют:  $17 \pm 7$ ;  $4,3 \pm 0,7$  и  $1,75 \pm 0,17$ . В пределах ошибок эти характеристики совпадают с соответствующими значениями для случаев расщеплений тяжелых элементов эмульсии. Из сопоставления спектров, полученных на обеих компонентах, можно говорить об относительно небольшом преобладании высокоэнергичных частиц среди серых треков в случае расщеплений легких элементов эмульсии. При энергии 9,0 Гэв средние числа черных, серых и релятивистских треков равны:  $3,3 \pm 0,1$ ;  $1,4 \pm 0,1$  и  $3,0 \pm 0,2$ , соответственно. Между тем для усредненных ядер эмульсии эти числа несколько иные (см. таблицу 1). Отношения вперед-назад для релятивистских частиц и серых треков приведены в таблице 4. Как видно из работы<sup>/19/</sup>, спектр серых треков оказывается несколько смещенным в сторону больших энергий по сравнению со случаями расщепления тяжелых ядер эмульсии.

Количество  $\alpha$ -частиц среди черных треков при расщеплениях легкой компоненты оказывается выше, чем в среднем для всех ядер эмульсии. По данным<sup>/4/</sup> доля  $\alpha$ -частиц по отношению ко всем вылетевшим частицам монотонно растет с возрастанием числа лучей в звездах и для 5-6-лучевых событий это отношение равно 0,4. Согласно<sup>/37/</sup>, количество  $\alpha$ -частиц относительно всех остальных треков равно  $0,48 \pm 0,03$ . Величина  $a/p$  для 660 Мэв<sup>/34/</sup> получена равной 1,5. Для нейтронов с энергией 300 Мэв доля  $a/p$  составляет 0,75.

Энергетические распределения медленных протонов и  $\alpha$ -частиц имеют вид, подобный спектрам частиц, испускаемых при расщеплениях тяжелых элементов, но смещены в сторону меньших энергий. Так, спектр  $\alpha$ -частиц<sup>/33/</sup> имеет максимум в интервале энергий 2-4 Мэв и затем монотонно спадает в область больших энергий ( $\leq 20$  Мэв). Аналогичная картина спектра  $\alpha$ -частиц получена при энергии 950 Мэв<sup>/35/</sup>.

Спектры протонов и  $\alpha$ -частиц, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы, согласно<sup>/34/</sup>, подобны друг другу. Они имеют вид максвелловского распределения с несколько большим преобладанием быстрых частиц, испускаемых вперед. Средняя энергия протонов, вылетающих назад, на 20% меньше средней энергии протонов, вылетающих вперед, в то время как у  $\alpha$ -частиц это различие составляет около 17%.

В противоположность тяжелым ядрам при расщеплении легких элементов более заметное различие в средней энергии наблюдается у протонов. Оно также объясняется частично за счет влияния переносного движения ядра при испарении. Но этот вопрос серьезно не изучался и для окончательного ответа требуются более тщательные наблюдения. Среднее значение энергии протонов, вылетающих по всем направлениям, получено равным 5,4 Мэв, а  $\alpha$ -частиц - 8,3 Мэв<sup>/34/</sup>.

#### Расщепление тяжелых ядер

Изучение актов расщепления висмута и вольфрама выполнено в работе<sup>/42/</sup>. Ядра Bi и W вводились в эмульсию в виде порошков окиси и облучались протонами с энергией 460 Мэв. Сечение звездообразования у этих элементов получено равным  $0,63 \pm 0,2$  и  $0,54 \pm 0,21$  барн, соответственно. Около 50% всех расщеплений не наблюдается на опыте, т.е. сопровождается вылетом только нейтронов. Спектры протонов и  $\alpha$ -частиц имеют максимумы при энергиях 6-7 и 14-16 Мэв, соответственно (для усредненного ядра Bi+W). Спектры плавно спадают в сторону больших энергий.

#### Звезды от дейтронов

Звезды, получаемые при бомбардировке эмульсии дейтронами, изучались в интервале энергий 35-190<sup>/37/</sup>, 220<sup>/38/</sup> и 275 Мэв<sup>/39/</sup>. Эти исследования выполнены на пластинках разных сортов (C-1, G-5, N<sub>T</sub>-4), поэтому сравнивать данные между собой следует с осторожностью.

Основные характеристики звезд от дейтронов сходны с характеристиками событий на протонах и нейтронах. При небольших энергиях в основном происходят расщепления легких ядер эмульсии. Это видно, например, из спектров протонов и  $\alpha$ -частиц, наблюдаемых в C-1 эмульсии. Значения  $\bar{N}$  при 130, 190 и 220 Мэв равны 2,87; 2,64 и 3,0 соответственно. Максимальный выход ( $Y_{\max}$ ) лежит на 2- и 3-лучевых событиях в зависимости от падающей энергии, а  $N_{\max}$  при энергиях 220 и 275 Мэв равно 6-8. Наибольший процент лучей направлен в переднюю полусферу. Средняя длина свободного пробега в эмульсии дейтронов с энергиями 220 и 275 Мэв равна  $18,8 \pm 2,6$  и  $16,6 \pm 1,8$  см.

Специфической особенностью взаимодействий быстрых дейтронов с ядрами является процесс развала его на составляющие нуклоны (хорошо известная реакция "срыва", для которой в области малых энергий имеется много экспериментальных данных и хорошо обоснованная теория). Вследствие этого в звездах наблюдается относительно большой

процент серых треков, вылетающих в направлениях, близких к падающему. Частично в число серых треков входят нуклоны срыва, а частично – выбитые каскадные частицы.

Согласно <sup>/38/</sup>, полуширина углового распределения быстрых протонов, 80% которых испускаются в переднюю полусферу, равна  $18^\circ$ . Приведенная величина значительно больше полуширины углового распределения нуклонов, получаемых в результате реакции срыва. Для реакции срыва при этой энергии ожидается полуширина, равная  $9,5^\circ$ . Энергетическое распределение быстрых протонов, наблюдавшееся в той же работе, охватывает интервал от 50 до 210 Мэв и имеет острый максимум в области 80–90 Мэв. Полуширина энергетического распределения всех протонов равна 70 Мэв. Для протонов срыва, т.е. протонов с углом отлета от первоначального направления не превышающим  $10^\circ$ , максимум распределения находится при 110 Мэв. Полуширина энергетического распределения у них равна 40–50 Мэв и согласуется с величиной 34–45 Мэв, предсказываемой теорией для реакции срыва. Согласно <sup>/39/</sup>, число серых треков, вылетающих вперед, примерно в 10 раз превышает число этих частиц, выбрасываемых в том же направлении в звездах на протонах.

#### Звезды от $\alpha$ -частиц

Образование звезд в NTA эмульсии изучалось при энергиях  $\alpha$ -частиц 210 Мэв <sup>/40/</sup>, а в G-5 – при 380 Мэв <sup>/41/</sup>. Наиболее подробные данные получены в <sup>/41/</sup>. Величина  $\lambda_{\text{зв}}$  найдена равной  $18,4 \pm 0,9$ . Общая картина лучевого распределения оказывается такой же, как и на других бомбардирующих частицах. Начинается распределение с одноручевых звезд, а  $Y_{\text{max}} = 2$ . По мере увеличения числа треков процент событий монотонно уменьшается. Наблюдалось некоторое количество звезд с  $N_{\text{max}} = 8$ ,  $\bar{N} = 3,3$ . Как и на других бомбардирующих частицах отмечается сильная анизотропия в угловых распределениях серых треков по сравнению с черными. Для серых треков отношение вперед–назад равно 52, для черных треков это отношение составляет 2,4. Отношение числа черных к числу серых треков равно  $1,57 \pm 0,1$ .

В работе <sup>/41/</sup> также изучались особенности расщепления легких ядер. Отбор треков, отождествляемых как протоны и  $\alpha$ -частицы, проводился по величине пробега. Указывается, что расщепление легких элементов составляет 27% от всего числа событий. Эта величина оказывается несколько меньше ожидаемой для эмульсии (37%), что объясняется недостаточно надежным способом отбора реакций. Лучевое распределение начинается с 2-лучевых звезд. Максимальный процент звезд лежит на 4- и 5-лучевых случаях, а значения  $\bar{N} = 4,4$ . Среднее число черных треков на звезду равно 3,2. Угловое распределение черных треков более изотропно, чем серых. Для черных треков отношение вперед–назад равно 2,0, а для серых – 33 (под серыми треками имеются

в виду протоны с энергией, большей 22 Мэв). В этой же работе наблюдались многочисленные случаи рассеяния  $\alpha$ -частицы на сравнительно малые углы (до  $10^\circ$ ), причем рассеяние на угол  $4-5^\circ$  встречаются примерно в 2 раза чаще, чем на большие углы.

Характерным отличием звезд, образованных  $\alpha$ -частицами, является значительное число событий, содержащих 2 серых трека. Другое отличие состоит в том, что угловое распределение серых треков оказывается более анизотропным. Так, на  $\alpha$ -частицах 83% серых треков лежит в пределах  $20^\circ$  по направлению пучка. Для случая звезд на протонах в этом интервале углов находится только 31% серых треков.

Специфические отличия звезд на  $\alpha$ -частицах высоких энергий от звезд на протонах можно объяснить процессом развала  $\alpha$ -частицы в поле ядра на составляющие нуклоны, а именно процессом, аналогичным реакции "срыва" у дейтронов.

### З а к л ю ч е н и е

Как видно из представленного материала, практически отсутствуют различия в процессе образования звезд протонами или нейтронами высоких энергий. Данные таблиц 1 и 3 показывают, что для основной характеристики - количества выброшенных частиц, т.е. числа лучей в звезде - важна лишь величина энергии налетающих нуклонов. На протонах и на нейтронах с возрастанием падающей энергии увеличивается как  $\bar{N}$ , так и  $N_{\max}$ . При одинаковых энергиях протонов или нейтронов эти числа совпадают. Оказывается одинаковой также частота появления черных треков, величины  $B$  и другие характеристики. Небольшое отличие имеется лишь в частоте появления и угловой анизотропии серых следов в звездах на нейтронах <sup>/7/</sup> по сравнению со случаями бомбардировки протонами. Возможно, своим появлением оно обязано особенностям процесса перезарядки <sup>/44/</sup>.

Характеристики лучевых распределений звезд, образованных дейтронами и  $\alpha$ -частицами, также практически совпадают с данными, наблюдаемыми при бомбардировке протонами или нейтронами. Например, величины  $\bar{N}$  для протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц с энергиями 240, 220 и 210 Мэв равны 3,8; 3,0 и  $\sim 3,0$ , в то время как значения  $N_{\max}$  равны 6,0; 6,0 и 7,0, соответственно. Близок друг к другу общий вид распределений по числу лучей, хотя в случае  $\alpha$ -частиц несколько заметней представлены многолучевые события. Специфическим отличием звезд от дейтронов или  $\alpha$ -частиц является повышенный процент серых треков, испускаемых вперед, которые частично обязаны протонам от развала сложных бомбардирующих частиц в поле ядра (т.е. протонам "срыва"). Различия имеются также в величинах  $\lambda_{\text{зв.}}$ .

Данные о реакциях расщеплений легких элементов в общих чертах совпадают с характеристиками, полученными для усредненных ядер эмульсии. Это утверждение относится как к лучевым распределениям треков, так и к угловым и энергетическим распределениям черных и серых лучей. Встречающиеся небольшие отличия, касающиеся, например, величины сечения звездообразования, несколько большей анизотропии угловых распределений черных лучей, смещений спектров черных треков в сторону меньших энергий, сравнительно большей доли  $\alpha$ -частиц, объясняются целиком особенностями реакций с легкими ядрами. Так, уменьшение в 2 раза величины сечения образования звезд по сравнению с геометрическими размерами ядра обуславливается значительной прозрачностью легких ядер для протонов высоких энергий. Большая анизотропия распределений черных треков существует за счет значительного переносного движения ядра в момент реакции. По данным <sup>/33/</sup> скорость этого движения достигает величины  $4 \cdot 10^8$  см·сек<sup>-1</sup>, а согласно <sup>/37/</sup>, она равна  $3,5 \cdot 10^8$  см·сек<sup>-1</sup>. Смещение спектров медленных протонов и  $\alpha$ -частиц в область меньших энергий обуславливается низкой величиной кулоновского барьера легких ядер. Сравнительно большая доля  $\alpha$ -частиц среди остальных треков объясняется способностью легких элементов разваливаться на составляющие их частицы. Некоторое преобладание следов протонов более высоких энергий среди серых треков можно отнести к особенностям развития каскада на легких мишенях. В самом деле, легкая и тяжелая компоненты эмульсии по количеству нуклонов различаются почти в 10 раз. Естественно ожидать, что развитие каскада на них будет идти неодинаково. Различия должны появляться главным образом в глубине и разветвленности числа последующих нуклонных соударений. Каскад на легких мишенях будет менее разветвленным. В нашем случае это должно выявиться при переходе от серых к черным лучам и на угловом распределении серых лучей. Так, на легких мишенях область перехода должна быть более резкой и относительно редки акты испускания серых треков назад. Рассмотренные опыты в основном подтверждают указанные замечания, правда, трудность надежного разделения событий на легкой и тяжелой компоненте несколько смазывает детали. Аномалия в зависимости выхода доли звезд с серыми треками (при разном числе лучей) в опытах с нейтронами <sup>/36/</sup> может быть связана с особенностями процесса перезарядки <sup>/44/</sup>.

Особенности неупругих взаимодействий с ядрами нуклонов высоких энергий удаётся удовлетворительно объяснить по каскадно-испарительной теории. Так, для небольших энергий падающих нуклонов основные характеристики лучевых распределений звезд, относительные вероятности испускания серых и черных лучей, их спектры, а также отношения  $a/p$ , величины  $\lambda_{зв}$  и т.д. получаются в рамках внутриядерного каскада, т.е. рассчитываются как ряд последовательных попарных нуклонных столкновений <sup>/1,2,8,22,43/</sup> (подробный список литературы по этому вопросу см. в <sup>/43/</sup>). При этом сведения о мед-



ленных частицах (черных лучах) получены по теории испарения. Оказывается, что при энергиях, меньше 1,0 Гэв, нет надобности учитывать рождение мезонов. Выше 1,0 Гэв положение усложняется, и для расчета каскада требуется значительно большая входная информация об элементарных актах нуклон-нуклонных соударений. Помимо элементарных нуклонных сечений здесь нужно учитывать рождение и поглощение  $\pi$ -мезонов,  $K$ -частиц, гиперонов и т.д. Насколько можно верить выполненным расчетам<sup>/43/</sup>, механизм внутриядерного каскада, кажется, реализуется вплоть до энергий протонов 30 Гэв. Однако положение дел в области теории нуклон-ядерных взаимодействий не так благополучно, как кажется на первый взгляд. В самом деле, сходство характеристик звезд на протонах, дейтронах и  $\alpha$ -частицах пока не имеет теоретического объяснения. Нет количественного объяснения (за исключением<sup>/45/</sup>) различий в прохождении каскада на легких и тяжелых компонентах эмульсии. Мы знаем, что в актах неупругих взаимодействий с ядрами при высоких энергиях встречается несколько явлений, не укладывающихся в каскадно-испарительную теорию. К ним относятся, например, рождение надбарьерных фрагментов, особенности простейших прямых реакций (типа  $(p, p_n)$ ), процессов перезарядки нуклонов на ядрах и т.д. Некоторые авторы пытаются устранить несоответствие между теорией и опытом путем улучшения и усложнения наших модельных представлений о ядре<sup>/46,47/</sup>. Однако пока не ясно, на этом ли пути нас ожидает наибольший успех. По-видимому, прежде всего необходимо продолжить накопление новых экспериментальных данных.

Приношу свою благодарность за ценные замечания члену-корреспонденту АН СССР профессору М.Г.Мешерякову.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н.А.Перфилов, О.В.Ложкин, В.И.Остроумов. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. ИАН СССР, 1962.
2. С.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс. "Исследование элементарных частиц фотографическим методом". ИИЛ, Москва, 1962.
3. R.G.Seed. Phys. Rev., 87, 182 (1952).
4. C.F.Lees, G.C.Morrison, H.Muirhead, W.C.V.Posser. Phil. Mag., 44, 304 (1953).
5. G.C.Morrison, H.Muirhead, W.G.V.Rosser. Phil. Mag., 44, 1326 (1953).
6. L.S.Germain. Phys. Rev., 82, 596 (1951).
7. H.Fishman, A.M.Perry. Phys. Rev., 86, 167 (1952).
8. G.Bemardini, E.T.Booth, S.J.Lindenbaum. Phys. Rev., 80, 905 (1950); 85, 826 (1956).

9. A.D.Sprague, D.M.Haskin, R.G.Classer, M.Schein. *Phys. Rev.*, 94, 994 (1954).
10. W.O.Lock, P.V.March. *Proc. Roy. Soc.*, A 230, 222 (1955).
11. C.L.Bovet. *Helv. Phys. Acta.*, 37, 361 (1964).
12. Е.Л. Григорьев, Л.П. Соловьева. *ЖЭТФ*, 31, 832, 1956.
13. W.O.Lock, P.V.March, H.Muirhead, W.G.V.Rosse. *Proc. Roy. Soc.*, A230, 215 (1955).
14. W.O.Lock, P.V.March, R.McKeague. *Proc. Roy. Soc.*, A 231, 368, (1955).
15. L.W.Smith, C.P.Leavitt, A.M.Shapiro, C.E.Swartz, M.Widgoff. *Phys. Rev.*, 92, 851 (1953).
16. J.Lanutti, G.Goldhaber, S.J.Goldsack. *Phys. Rev.*, 98, 258 (1955).
17. R.E.Cavanaugh, D.M.Haskin, M.Schein. *Phys. Rev.*, 100, 1263 (1955).
18. W.Y.Rajopadhye. *Phil. Mag.*, 5, 537 (1960).
19. Н.П. Богачев, Ван Шу-фэнь, И.М. Граменицкий, Л.Ф. Кириллова, Р.М. Лебедев, В.Б. Любимов, П.К. Марков, Ю.П. Мереков, М.И. Подгоренский, В.М. Сидоров, К.Д. Толстов, М.Г. Шафранова. *Атомная энергия*, 4, 281, (1958.).
20. Г.Б. Жданов, П.К. Марков, В.Н. Стрельцов, М.И. Третьякова, Чжен Пу-ни, М.Г. Шафранова. *ЖЭТФ*, 37, 611, (1959.).
21. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, Т.Вишки, Ю.П. Мереков, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. *ЖЭТФ*, 38, 432 (1960).
22. В.С. Барашенков, В.А. Беляков, Ван Шу-фэнь, В.В. Глаголев, Н. Далхажав, Л.Ф. Кириллова, Р.М. Лебедев, В.М. Мальцев, П.К. Марков, К.Д. Толстов, Э.Н. Цыганов, М.Г. Шафранова, Яо Цин-се. *Преприят ОИЯИ Р-331, Дубна 1959. Nucl. Phys.*, 14, 522 (1960).
23. C.Bricman, M.Sejthey-Barth, J.P.Lagnaux, J.Sacton. *Nuovo Cim.*, 20, 1017 (1961).
24. H.Meyer, M.W.Teacher, E.Lohmann. *Nuovo Cim.*, 28, 1399 (1963).
25. G.Cvijanovich, B.Dayton, P.Egli, B.Klaiber, W.Koch, M.Nikolic, R.Schneeberger, H.Winzeler, J.C.Combe, W.M.Gibson, W.O.Lock, M.Schneeberger, G.Vanderhaeger. *Nuovo Cim.*, 20, 1012 (1961).
26. P.G.Bizzeti, A.M.Cartacci, M.G.Dagliana, M.Della Corte, L.Tocci, G.Bobel, G.Tomasini, A.Marzari-Chiesa. *Nuovo Cim.*, 27, 6, (1963).
27. Y.K.Lim. *Nuovo Cim.*, 26, 1221 (1962).
28. A.Barbaro-Galtieri, A.Manfardini, R.Quassiani, C.Castagnoli, A.Gainotti, I.Ortalli. *Nuovo Cim.*, 21, 469 (1961).
29. R.W.Wanick, T.Ohtsuka. *Phys. Rev.*, 89, 882 (1953); 89, 1307 (1953); 91, 445 (1953); 91, 1574 (1953).
30. В.М. Сидоров, Е.Л. Григорьев. *ЖЭТФ*, 33, 1179 (1957).
31. W.T.Morton, B.A.Munir. *Phil. Mag.*, 4, 933 (1959).
32. T.Coor, D.A.Hill, W.F.Homiak, L.W.Smith, G.Snow. *Phys. Rev.*, 98, 1369 (1955).
33. H.Muirhead, W.G.V.Rosser. *Phil. Mag.*, 46, 652 (1955).
34. Н.А. Перфилов, Ю.И. Серебрянников. *ЖЭТФ*, 40, 400 (1961).
35. R.McKeague. *Proc. Roy. Soc.*, A236, 104, 1956.
36. M.Blau, A.R.Oliver, J.E.Smith. *Phys. Rev.*, 91, 949 (1953).
37. E.Gardner, V.Peterson. *Phys. Rev.*, 75, 364 (1949).

38. Л.П.Соловьева. ЖЭТФ, 31, 1086 (1956).  
 39. M.V.K. Appa Rao, R.J.Lavakare. Nuovo Cim., 29, 321 (1963).  
 40. E.Gardner. Phys. Rev., 75, 379 (1949).  
 41. D.F.Sherman. Phys. Rev., 98, 259 (1955); 101, 324 (1956).  
 42. Н.А.Перфилов, В.И.Остроумов. ДАН, 103, 227 (1955).  
 43. В.М.Мальцев. Кандидатская диссертация, Дубна, 1963.  
 44. В.Н.Мехедов. Препринт ОИЯИ Р-2080, Дубна, 1965.  
 45. V.S.Varachenkov, V.M.Maltsev, E.K.Mihul. Nucl. Phys., 13, 653 (1959).  
 46. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ Р-1989, Дубна 1965.  
 47. Ф.П.Денисов, Р.А.Латыпова, В.П.Милованов, П.А.Черенков. Препринт Физ. инст. им. Лебедева, А-81, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 4 октября 1965 г.

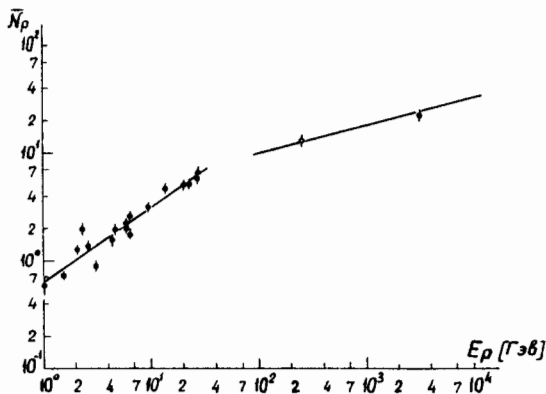


Рис. 1. Зависимость среднего числа релятивистских треков ( $\bar{N}_p$ ) от энергии протонов.

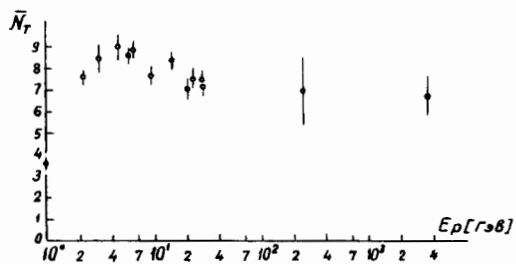


Рис. 2. Зависимость среднего числа "тяжелых" треков ( $\bar{N}_T$ ) в звездах на протонах.

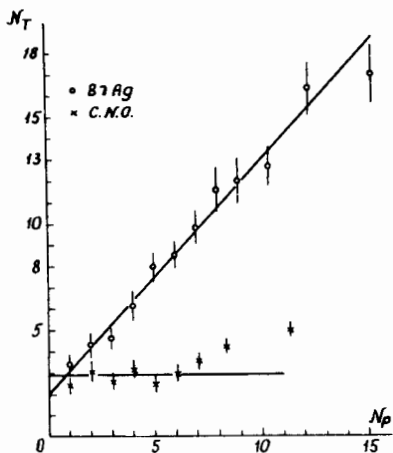


Рис. 3. Соотношение между числом релятивистских ( $N_p$ ) и тяжелых следов ( $N_T$ ) в реакциях расщепления легкой и тяжелой компонент эмульсии при 25 Гэв.

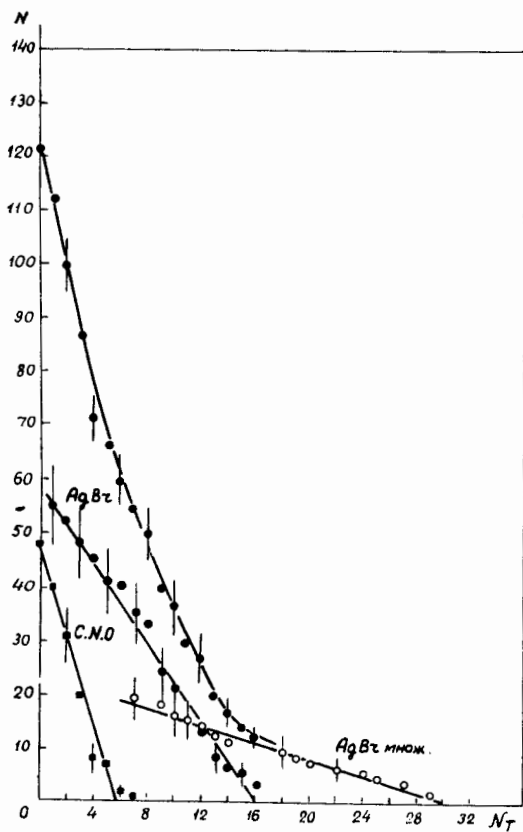


Рис. 4. Интегральное распределение звезд, содержащих релятивистский трек, по числу лучей ( $N_T$ ) при высоких энергиях и его разложение на компоненты.

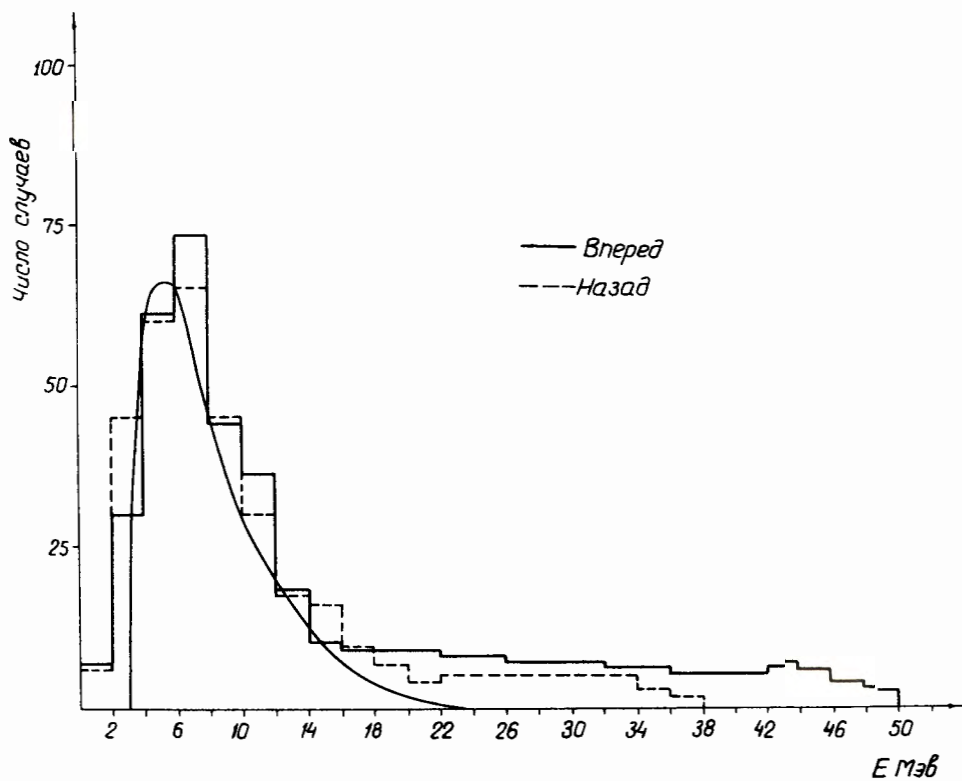


Рис. 5. Спектр черных треков, отождествленных как протоны при  $E_p = 660$  Мэв.  
Кривая рассчитана по теории испарения.

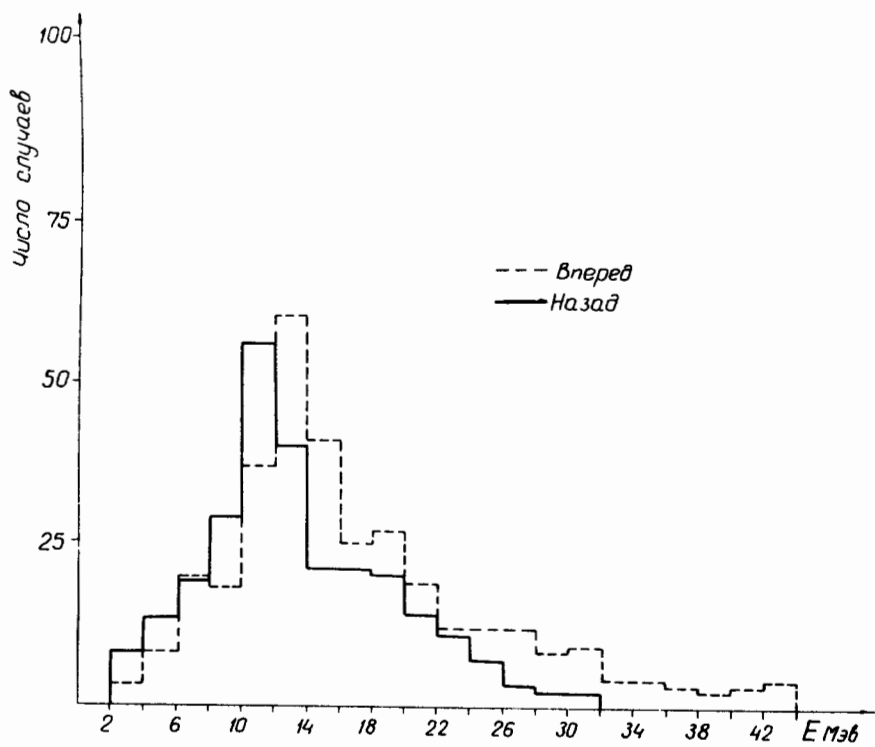


Рис. 8. Спектр черных треков, отождествленных как  $\alpha$ -частицы при энергии 680 Мэв.

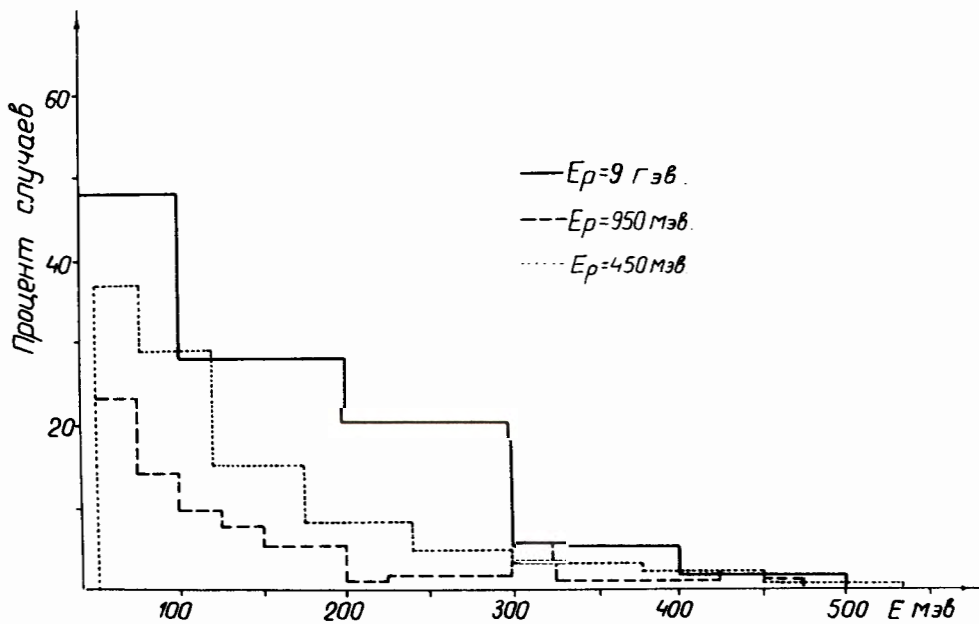


Рис. 7. Энергетические распределения серых треков.