

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА О ПРОИСХОЖДЕНИИ  
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ*В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский*

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	411
§ 1. Первичные космические лучи у Земли . . . . .	412
а) Химический состав . . . . .	412
б) Энергетический спектр . . . . .	415
§ 2. Радиоастрономические данные . . . . .	420
а) О магнитотормозном (синхротронном) излучении . . . . .	420
б) Некоторые результаты наблюдений и их интерпретация (строение Галактики, дискретные источники) . . . . .	421
§ 3. Время жизни космических лучей и характер их движения в Галактике и Метагалактике . . . . .	430
а) Ядерное время жизни космических лучей . . . . .	430
б) О роли космических лучей, образовавшихся на ранней стадии эволюции Галактики . . . . .	432
в) Характер движения и выход космических лучей из Галактики . . . . .	433
г) О космических лучах метагалактического происхождения . . . . .	437
д) Происхождение электронной компоненты космических лучей . . . . .	440
§ 4. Источники космических лучей. Механизм ускорения и химический состав космических лучей . . . . .	443
а) Источники космических лучей. . . . .	443
б) Механизмы ускорения и энергетический спектр космических лучей. Возможность преимущественного ускорения тяжелых ядер . . . . .	446
в) Трансформация химического состава космических лучей в межзвездной среде . . . . .	453
г) Обсуждение вопроса о химическом составе космических лучей . . . . .	458
Заключительные замечания . . . . .	463
Цитируемая литература . . . . .	466

## ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о происхождении космических лучей (к. л.) продолжает привлекать к себе большое внимание. Это вполне понятно, поскольку проблема происхождения космических лучей оказалась тесно связанной с радиоастрономией, физикой звезд (особенно, сверхновых звезд), с физикой Солнца, свойствами межпланетной и межзвездной среды, теорией ускорения частиц.

На происходившей в Москве в июле 1959 г. Международной конференции по космическим лучам можно было составить представление о последних данных, касающихся первичной компоненты космических лучей. Подготовку к конференции и участие в ней позволили проанализировать и обсудить ряд важных вопросов. Целью настоящей статьи является попытка подвести в этом отношении известные итоги с учетом результатов, полученных после конференции. Мы будем исходить из представлений,

основанных на радиоастрономических данных, подробно изложенных в<sup>1</sup>. Согласно этим представлениям\*) космические лучи имеют в основном галактическое происхождение и образуются в первую очередь в результате вспышек сверхновых и, быть может, других нестационарных звезд. Главным является здесь, однако, не столько идентификация источников (хотя это весьма важно), сколько привлечение сведений о спектре, интенсивности и пространственном распределении космического радиоизлучения в Галактике и за ее пределами для определения энергетического спектра, количества и пространственного распределения электронов (и позитронов), образующих электронную компоненту космических лучей. Именно использование данных радиоастрономии, в сочетании со сведениями о первичных космических лучах у Земли, поставило проблему происхождения космических лучей в один ряд с другими астрофизическими вопросами, которые решаются на основе наблюдений.

Мы приведем основные новые сведения, касающиеся первичных космических лучей у Земли (§ 1) и космического радиоизлучения (§ 2). Затем, в §§ 3 и 4 будут обсуждены вопросы о времени жизни и характере движения к. л. в Галактике и Метагалактике, об источниках к. л. и механизме их ускорения, о трансформации ядерной компоненты к. л. в межзвездной среде и др.

### § 1. ПЕРВИЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ У ЗЕМЛИ

Основными характеристиками первичного космического излучения, получаемыми из эксперимента, служат: химический состав, энергетический спектр, минимальная энергия (высокоширотное обрезание), максимальная энергия, изотропия. Надежное измерение соответствующих величин является необходимой предпосылкой решения проблемы происхождения космических лучей. Изучение к. л. привело за последнее время к существенному уточнению свойств первичного излучения и позволяет надеяться, что в ближайшие годы многие спорные вопросы будут выяснены.

#### а) Х и м и ч е с к и й с о с т а в

Для повышения статистической надежности экспериментальных данных обычно принято объединять ядра с близкими атомными номерами  $Z$  в группы (см. табл. I). Процентное содержание различных элементов внутри каждой группы известно еще недостаточно надежно<sup>5,6</sup>, но все же эти данные позволяют оценить средний атомный вес  $\bar{A}$  для данной группы (см. столбец 3 табл. I). В четвертом столбце табл. I приведены экстраполированные к границе атмосферы абсолютные потоки ядер  $I$  с полной энергией  $\epsilon > 2,5$  Бэв/нукл.\*\*), что соответствует геомагнитным широтам  $\sim 41^\circ$  для ядер с  $Z \geq 2$  и  $\sim 51^\circ$  для протонов. Не останавливаясь на анализе данных о потоках (см. <sup>5</sup>), сделаем лишь некоторые пояснения к табл. I.

В указанной области энергий потоки еще довольно чувствительны к уровню солнечной активности<sup>7</sup>, заметно (до 30%) уменьшаясь в период ее максимума (1957—1958 гг.) по сравнению с периодом минимума (1954—1955 гг.). Приведенные значения потоков  $p$  и  $\alpha$  относятся к периоду

\*) Помимо <sup>1</sup>, общее состояние проблемы происхождения космических лучей (последние обзоры) освещено в <sup>2,3</sup> (см. также материалы Варенинской конференции по физике космических лучей <sup>4</sup>).

\*\*) Величину  $I$  правильнее называть интенсивностью, так как поток  $F = \int I d\Omega$ , где  $d\Omega$  — элемент телесного угла (см. <sup>1</sup>). Принятая в тексте терминология используется чаще и после сделанной оговорки не должна повести к недоразумениям.

Таблица 1

Группа	Z	A	Поток I частич м <sup>2</sup> ·стерад·сек	Число нуклонов в потоке	$\frac{I}{I_H} = \frac{N}{N_H}$	Во Вселенной (в среднем)	
						$\left(\frac{N}{N_H}\right)$ согласно 23	$\left(\frac{N}{N_H}\right)$ согласно 24
p	1	1	1300	1300	520	3360	6830
a	2	4	88	352	35	258	1040
L	3—5	10	1,9	19	0,76	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>
M	6—9	14	5,6	78	2,24	2,64	10,1
H	≥10	31	2,5	78	1	1	1
VH	≥20	51	0,7	35	0,28	0,06	0,05
Полное число нуклонов				1827			

минимума солнечной активности, для остальных групп ядер проводить такое различие не имеет смысла, так как точность измерения их потоков недостаточна. Можно думать, хотя это еще и не доказано (см. <sup>5,8</sup>), что в годы минимума солнечной активности космические лучи, попадающие извне в солнечную систему, наименее возмущены, и измерения дают значения, близкие к истинным потокам космических лучей в прилегающей области Галактики.

Протоны составляют основную массу космического излучения, что обуславливает относительно большую статистическую точность измерений. Однако сложность учета альbedo, а также непостоянство потока космических лучей даже в годы малой солнечной активности приводят к большому разбросу результатов различных авторов. В табл. I приведено значение, полученное в <sup>9</sup> для широты 51° в 1952 и 1954 гг.

Наиболее надежны измерения потока α-частиц, который для геомагнитной широты 41° по данным разных авторов <sup>10-12</sup> составляет около  $90 \pm 9$  *част/м<sup>2</sup>·стерад·сек.* В табл. I принято значение  $I_\alpha = 88$  *част/м<sup>2</sup>·стерад·сек.*, которое согласуется также с наиболее вероятным значением, принятым в <sup>5</sup>.

Для более тяжелых ядер экспериментально измеряется поток или относительная доля различных ядер (групп ядер) на разных глубинах атмосферы, главным образом на высотах полетов воздушных шаров. Результаты измерений, выполненных за последние годы, находятся в целом в удовлетворительном согласии. Однако дальнейшая экстраполяция к границе атмосферы, необходимая для определения состава первичного излучения, не искаженного расщеплениями тяжелых ядер, является существенным источником ошибок. Кроме того, такая экстраполяция даже при детальном знании состава к. л. на данной глубине атмосферы неизбежно смазывает более тонкие свойства состава (относительный состав различных групп ядер, наличие элементов, мало распространенных в природе, изотопный состав и др.). Поэтому крайне важным для теории к. л. было бы непосредственное измерение состава за пределами атмосферы.

Среди ядер с  $Z > 2$  относительно надежно определен поток ядер группы M, т. е. ядер C, N, O, F. По разным данным он заключен в пределах  $I_M = 5,1 \div 6,1$  *част/м<sup>2</sup>·стерад·сек.* Принятое в таблице среднее значение  $I_M = 5,6$  согласуется с данными в <sup>10, 13-15</sup>, а также со средним в <sup>5</sup>.

Измеренное отношение  $I_H/I_M$  в основном колеблется в пределах от 0,4 (см. <sup>10, 16, 17</sup>) до 0,5 (см. <sup>13-15</sup>). Следуя <sup>5</sup>, выберем в качестве наиболее вероятного значения  $\frac{I_H}{I_M} = 0,45$ , чему в таблице соответствует поток  $I_H = 2,5$ .

За последние годы наиболее острая проблема, касающаяся наличия в первичной компоненте  $L$ -ядер (Li, Be, B), в известной степени прояснилась. В большинстве работ (см. <sup>10, 14, 15, 17</sup>) приводится значение  $\frac{I_L}{I_H} \approx 1/3$ , принятое в табл. I (встречаются и большие значения  $\frac{I_L}{I_M}$ ; см. <sup>7, 13, 16</sup>). В резком расхождении находится результат работы <sup>18</sup>, согласно которому  $\frac{I_L}{I_M} < 0,1$ . Это расхождение в значительной степени связано с методом экстраполяции к границе атмосферы и критически проанализировано в <sup>5, 7, 19</sup>. В этой связи следует особенно отметить работу <sup>20</sup>, в которой данные получены для рекордной высоты (толщина остаточной атмосферы равна  $2,7 \text{ г/см}^2$ ) и необходимость в экстраполяции в значительной мере исчезает. В этой работе в результате предварительной обработки данных получено отношение  $\frac{I_L}{I_M + I_H} = 0,18 \pm 0,06$  для частиц, приходящих по вертикали. Отсюда при  $\frac{I_H}{I_M} = 0,45$  следует, что  $\frac{I_L}{I_M} = 0,26$ . Таким образом, наличие заметного первичного потока ядер Li, Be, B в настоящее время, по-видимому, не может вызывать сомнений. Можно надеяться, что в ближайшее время этот вопрос будет окончательно решен и в количественном отношении.

В последнее время появилась возможность выделить в группе  $H$  подгруппу «очень тяжелых» ядер  $VH (Z \geq 20)$ . Основную часть этой подгруппы составляют, по-видимому, Fe и Cr <sup>5, 21</sup>. Отношение потоков  $\frac{I_{VH}}{I_H}$ , согласно <sup>5</sup>, равно  $0,26 \div 0,28$ ; для более высоких энергий (на экваторе)  $\frac{I_{VH}}{I_H} = 0,30 \pm 0,07$  <sup>22</sup>. Заметим, что в <sup>5</sup> непосредственно приведено значение  $\frac{I_{VH}}{I_H - I_{VH}}$ , равное, по различным данным,  $0,35 \pm 0,10$  и  $0,38 \pm 0,08$  соответственно. Согласно <sup>21</sup>,  $I_{VH}/(I_H - I_{VH}) = 0,48 \pm 0,14$ . В табл. I принято  $I_{VH}/I_H = 0,28$ .

Пока рано с уверенностью судить о более тонких особенностях состава, но некоторые выводы все же могут быть сделаны. Так в к. л., как и в среднем во Вселенной, более распространены ядра с четными  $Z$ , по сравнению с нечетными (впрочем, в к. л. эта особенность, по-видимому, выражена менее резко). Интересно отметить, что в к. л. больше В, чем Li и больше С, чем О, тогда как в среднем во Вселенной наблюдается обратное соотношение. Отметим также, что фтор F, крайне мало распространенный в природе, по-видимому, присутствует в к. л. в заметном количестве <sup>5</sup>.

Имеются некоторые указания (см. <sup>5, 21</sup>) на наличие «провалов» в спектре к. л. по зарядам (например, мало ядер с  $Z = 17-23$  и, как уже отмечалось, мало ядер с нечетными  $Z$ ). Если глубокие «провалы» действительно существуют, то это могло бы оказаться весьма существенным. В самом деле, если ускоряются только тяжелые ядра (см. § 4), то образующиеся в результате расщеплений стабильные ядра должны, казалось бы, иметь более или менее плавное распределение по  $Z$  и  $A$  (это замечание было сделано Б. Питерсом). Такое утверждение, конечно, не является несомненным, но его можно проверить в лабораторных условиях, изучая продукты расщепления тяжелых ядер пучком протонов и  $\alpha$ -частиц. Таким образом, если «провалы» в результате особенностей расщеплений возникнут не

могут, то их наличие в к. л. свидетельствовало бы против гипотезы о первичном ускорении только тяжелых ядер.

В пятом столбце табл. I указано число нуклонов, содержащихся в каждой из зарядовых компонент к. л. Почти  $1/3$  (точнее, 29%) нуклонов с данной энергией приходится на долю ядер с  $Z \geq 2$ . Интересно отметить, что на данной геомагнитной широте (т. е. при заданной магнитной жесткости) нуклоны, входящие в состав ядер с  $Z \geq 2$ , несут почти половину всей энергии к. л.

Столбец 6 таблицы содержит отношение потока ядер данной группы к потоку тяжелых ядер, которое, очевидно, равно отношению концентраций  $N$  этих ядер в к. л. (речь идет о частицах с  $\epsilon \geq 2,5$  *Бэв/нукл.*, скорость которых весьма близка к скорости света  $c$ ).

Наконец, в столбцах 7 и 8 приведена распространенность элементов соответствующих групп во Вселенной по отношению к распространенности ядер группы  $H$  по данным <sup>23,24</sup>. Бросается в глаза важная особенность: к. л. значительно беднее легкими элементами, чем известная нам область Вселенной. Новые данные о распространенности элементов во Вселенной <sup>24</sup> усиливают это различие. Оно становится особенно резким, если сравнивать число ядер в к. л. и во Вселенной, приходящихся на одно очень тяжелое ядро  $VH$ . Тогда в к. л. оказывается на два порядка меньше протонов и  $\alpha$ -частиц по отношению к очень тяжелым ядрам, чем в среднем во Вселенной. Вытекающие отсюда следствия будут обсуждены в § 4, г).

Дальнейшего возрастания избытка тяжелых ядер в области еще больших  $Z$ , по-видимому, нет. Измерения  $I(Z > 35)/I(Z > 17)$ , выполненные на спутнике <sup>25</sup>, показали, что это отношение не превосходит ожидаемого при естественной распространенности. Однако эти данные носят еще предварительный характер.

### б) Энергетический спектр

В широком интервале энергий имеет место степенная зависимость потока частиц от энергии

$$I_A(>\epsilon) = K_A \epsilon^{-\gamma+1}, \quad (1,1)$$

где  $I_A(>\epsilon)$  — поток (*част./м<sup>2</sup>·стерад·сек*) ядер группы  $A$  с полной энергией на нуклон больше  $\epsilon$  (в *Бэв*). Значения  $K_A$  и  $\gamma$  приведены в табл. II. Очень важно, что показатель спектра  $\gamma$  в пределах точности измерений одинаков для различных зарядовых групп к. л. и равен  $\gamma = 2,5 \pm 0,2$ . Утверждение о различии спектров ядер с различными  $Z$  (см. <sup>26</sup>) не подтверждается более поздними данными. Отметим, что даже при выделении подгруппы очень тяжелых ядер  $VH$  ее спектр остается подобным спектру остальных групп <sup>6,22</sup>.

В области малых энергий (кинетическая энергия  $\epsilon_k < 1$  *Бэв/нукл*) спектр первичных частиц существенно изменяется и подвержен сильным временным вариациям. Результаты измерений потока  $\alpha$ -частиц в этой области энергий приведены в <sup>6,8,12,27,28</sup>. По этим данным поток  $\alpha$ -частиц растет с убыванием энергии до  $\epsilon_k \sim 400$  *Мэв/нукл*. Вблизи  $\epsilon_k = 400$  *Мэв/нукл* дифференциальный спектр энергии имеет максимум <sup>12, 27, 28</sup>, а затем быстро спадает в области меньших энергий. При этом влияние солнечной активности сказывается, по-видимому, лишь на величине максимума (который более чем вдвое уменьшается в период максимума солнечной активности по сравнению с периодом минимума), а не на его положении. Максимум в дифференциальном спектре («высокоширотное обрезание») расположен <sup>6,29</sup> при одной и той же энергии на нуклон для всех ядер с  $Z \geq 2$ .

Таблица II

Группа ядер	$\gamma_A - 1$	$K_A$	Интервал энергий в <i>Бэв/нукл</i>	Ссылка
<i>p</i>	1,5	6600	4,0—16,0	11,30
	$1,40 \pm 0,10$	4800	4,7—16,0	31
	$1,40 \pm 0,22$	—	65—300	32
	$1,45 \pm 0,25$	—	16—5000	33
$\alpha$	$1,49 \pm 0,22$	360	2,5—800	34
	$1,45 \pm 0,11$	300	2,5—8,0	31
	1,5	415	1,3—8,0	11,30
	$1,58 \pm 0,20$	—	8—1500	22
	$1,48 \pm 0,12$	360	1,4—4,0	34
<i>M+H</i>	$1,54 \pm 0,16$	—	2,6—50	14
	$1,6 \pm 0,15$	—	8—100	22
	$1,51 \pm 0,18$	—	2,5—8,0	31
	$1,70 \pm 0,25$	—	1,23—10,0	35
<i>M</i>	$1,35 \pm 0,15$	—	1,4—50	36
	$1,65 \pm 0,30$	—	1,23—10	35
	$1,57 \pm 0,20$	—	8—100	22
	$1,57 \pm 0,12$	$25,4 \pm 4,2$	2,5—8	16
	$1,51 \pm 0,1$	—	2,5—8	5
	$1,6 \pm 0,15$	$26,0 \pm 2,2$	2,5—8	22
<i>H</i>	$1,35 \pm 0,15$	—	1,6—50	36
	$1,78 \pm 0,35$	—	1,23—10	35
	$1,62 \pm 0,20$	—	8—100	22
	$1,82 \pm 0,19$	—	5—17	37
	$1,5 \pm 0,3$	—	2,6—50	14
	$1,66 \pm 0,21$	$11,3 \pm 4,7$	2,5—8	16
	$1,60 \pm 0,15$	$11,9 \pm 2,0$	2,5—8	22
	$1,59 \pm 0,15$	—	2,5—8	5
Полный поток (интервал энергий указан в <i>Бэв</i> на частицу)	$1,7 \div 1,8$	—	10—50	9
	1,5	8800	$10^2$ — $10^4$	38
	$1,53 \pm 0,20$	—	$15$ — $2 \cdot 10^6$	39
	2,13	$1,39 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^6$ — $10^9$	40
	$2,17 \pm 0,10$	$8,7 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$ — $10^9$	41
	$1,5 \pm 0,1$	—	$8 \cdot 10^5$ — $8 \cdot 10^6$	42
	$2,2 \pm 0,3$	—	$8 \cdot 10^6$ — $3 \cdot 10^7$	
	$1,5 \pm 0,2$	—	$10^8$ — $10^9$	

Независимость энергии обрезания от заряда ядра исключает возможность объяснения высокоширотного обрезания ионизационными потерями частиц к. л. в межзвездном или околозвездном пространстве. Поэтому частицы малых энергий в первичном космическом излучении либо вообще отсутствуют (т. е. источники к. л. не дают таких частиц), либо «обрезаются» магнитным полем солнечной системы. Если отсечка малых энергий производится магнитным полем, то для всех частиц максимум в дифференциальном спектре должен быть расположен при одной и той же магнитной жесткости  $p/Z$  (в  $B\text{в}$ ), где  $p$  — импульс частицы в  $B\text{эв}/c$ . С этой точки зрения особенно важны сведения о поведении протонного спектра в области малых энергий. К сожалению, измерения спектра протонов в области малых энергий очень затрудняются влиянием альбедо и сильными временными вариациями. Анализ <sup>31</sup>, а также сводка данных <sup>5</sup> показывают, что, по крайней мере, в период минимума солнечной активности интегральный спектр протонов продолжает расти в сторону малых энергий вплоть до  $\epsilon_k \simeq 1 B\text{эв}$ , т. е. до жесткости  $\simeq 1,8 B\text{в}$ . Частицы с  $A = 2Z$  это значение жесткости имеют при  $\epsilon_k \simeq 0,3 B\text{эв}/\text{нукл}$ , т. е. вблизи максимума дифференциального спектра. По данным <sup>43, 44</sup> в период минимума солнечной активности поток первичного космического излучения продолжает расти и при дальнейшем уменьшении энергии. Это означало бы, что максимум в дифференциальном спектре протонов, если он существует, расположен при другой (меньшей) жесткости, чем у более тяжелых частиц. Однако по данным <sup>45</sup> спектры  $p$  и  $\alpha$  по жесткости подобны вплоть до жесткости  $1 B\text{в}$  и особенно в период ее минимума. Так как данные в <sup>45</sup> получены в период повышенной солнечной активности, противоречие здесь может быть только кажущимся. Для решения этого вопроса необходимы регулярные измерения в течение цикла солнечной активности.

Не останавливаясь подробно на интерпретации высокоширотного обрезания (см. <sup>26, 46, 47</sup>), заметим лишь, что как при обрезании упорядоченным магнитным полем солнечной системы <sup>48, 49</sup>, так и при обрезании спектра в результате рассеяния на хаотических полях в солнечной системе <sup>50</sup> следовало бы ожидать смещений максимума в дифференциальном спектре в течение 11-летнего цикла (см. *Примеч. при корректуре 1*). Поэтому если неизменность положения максимума подтвердится, то причину высокоширотного обрезания, быть может, нужно искать в источниках космических лучей (тогда влияние солнечной активности сводилось бы просто к модуляции интенсивности к. л.). В этом случае имеются следующие возможности:

1. Обрезание всех частиц происходит при одной и той же жесткости. Тогда все протоны являются первичными (ускоряются в источниках) и изменение состава на пути от источника незначительно.

2. Обрезание происходит при одной и той же энергии на нуклон, т. е. при вдвое меньшей жесткости для протонов, чем для ядер с  $Z > 2$ . Такое обрезание может быть следствием либо специфических свойств источника, либо вторичной природы протонов в космических лучах (см. § 4). В последнем случае возможно существенное размытие протонного максимума за счет ухода части энергии при фрагментации в мезонную компоненту.

Следует отметить, что выбор между этими возможностями затруднен присутствием к. л. солнечного происхождения, которые дают существенный и крайне нерегулярный вклад в рассматриваемую область к. л. малых энергий (о проблемах солнечных к. л. см. <sup>51</sup>). См. также *Примеч. при корр. 11*.

В области очень больших энергий  $E > 10^5 B\text{эв} = 10^{14} \text{эв}$  непосредственные наблюдения отдельных первичных частиц практически неосуществимы ввиду малого потока частиц с такими энергиями. Так, по данным <sup>36</sup> поток частиц с энергией больше  $2 \cdot 10^{15} \text{эв}$  составляет  $I(E > 2 \cdot 10^{15} \text{эв}) =$

$= 3,6 \cdot 10^{-6}$  част/м<sup>2</sup> стерад·сек  $= 1,3 \cdot 10^{-2}$  част/м<sup>2</sup> стерад·час. Даже при эффективной площади детектора в 1 м<sup>2</sup> необходимы сотни часов полета на больших высотах, чтобы «поймать» хотя бы одну такую частицу, не говоря уже о сложности ее идентификации. Поэтому в области энергий, больших  $10^{14}$  эв, наши сведения о первичном космическом излучении целиком основываются на результатах изучения широких атмосферных ливней.

В настоящее время интерпретация процессов, происходящих в широких атмосферных ливнях, еще не позволяет делать однозначные выводы о свойствах первичных частиц, вызывающих эти ливни. Поэтому к выводам относительно состава и энергетического спектра, а также максимальной энергии первичных частиц большой энергии следует относиться с осторожностью. Важно иметь в виду, что в области энергий широких атмосферных ливней наблюдаемый энергетический спектр первичных частиц относится уже не к энергии на нуклон, а к полной энергии частиц, вызывающих ливень. Если в потоке к. л. с энергией на нуклон больше заданной основную долю составляют протоны, то для потока частиц с заданной полной энергией это далеко не так. В самом деле, из спектра (1,1), относенного к энергии на нуклон, легко получить спектр относительно полной энергии на частицу

$$I_A(>E) = K_A \left( \frac{E}{A} \right)^{-\gamma+1} = \frac{K_A A^{\gamma-1}}{E^{\gamma-1}}. \quad (1,2)$$

В табл. III приведено число ядер различных зарядовых групп, приходящееся на один протон в потоке частиц с энергией, большей заданной. Здесь приняты одинаковый для всех групп показатель спектра  $\gamma=2,5$  и относительный состав из табл. I.

Как видно из табл. III, более половины всех частиц к. л. с энергией, большей заданной, составляют ядра с  $Z \geq 2$ . При более крутом спектре их

Таблица III

Группа ядер	A	A <sup>1,5</sup>	$\frac{I_A(>E)}{I_p(>E)}$
p	1	1	1
α	4	8	0,54
L	10	32	0,05
M	14	53	0,23
H	31	173	0,33
∪ H	51	365	0,20

доля будет еще больше. Конечно, распространять этот результат в область энергий, соответствующую широким атмосферным ливням, можно лишь при условии, что спектры всех зарядовых компонент остаются подобными. По данным<sup>34, 22</sup> последнее справедливо по крайней мере до энергии  $\sim 10^{12}$  эв. Имеются также некоторые данные, полученные с помощью фотоэмульсий, которые свидетельствуют о постоянстве состава и при больших энергиях (см., например,<sup>33</sup>). Кроме того, какие-либо особенности в спектре полного потока к. л. в области энергий  $\leq 10^{15}$  эв, по-видимому, отсутствуют. Поэтому естественно считать, что состав к. л., а следовательно, и спектры различных компонент остаются неизменными и при пере-

ходе в область широких атмосферных ливней. Это означало бы, что более половины ливней с данной энергией вызвано не протонами, а более тяжелыми ядрами с энергией на нуклон, в A раз меньшей<sup>52</sup>. Попытка экспериментальной проверки этого утверждения предпринимается (см.<sup>53</sup>).

В области еще более высоких энергий  $E > 10^{15}$  эв картина остается недостаточно выясненной. Так, согласно<sup>41</sup>, спектр остается плавным и не имеет особенностей вплоть до самых высоких энергий  $\sim 10^{18}$  эв (вместе с тем, значение  $\gamma$  при больших энергиях возрастает и равно  $\gamma=3,17$  при  $5 \cdot 10^{15} < E < 10^{18}$ ). Напротив, в<sup>42</sup> утверждается, что в области  $E \simeq 10^{16}$  наклон спектра изменяется. В<sup>52</sup> также принимается, что наклон спектра имеет особенность при  $E \simeq 10^{15}$  эв. Обсуждались следующие возможные причины этой особенности.

1) Изменение характера элементарного акта в области сверхвысоких энергий <sup>54</sup>. В этом случае потребовался бы пересмотр методики определения энергии первичных частиц, а существующие определения спектра при энергиях, больших  $10^{16}$  эв, были бы незаконны.

2) Изменение условий выхода частиц из Галактики при  $E \gtrsim 10^{16}$  эв. При этом частицы с  $E > 10^{16}$  могли бы иметь в основном метагалактическое происхождение (см. § 3, в и <sup>42</sup>).

3) Существование верхнего предела для жесткости космических лучей, генерируемых наиболее интенсивными источниками в Галактике, при постоянстве химического состава во всем интервале жесткостей <sup>52</sup>. В этом случае из-за различия энергий ядер с различными  $A$  при одной и той же жесткости резкая граница в спектре широких атмосферных ливней будет отсутствовать. Так, ядра железа будут обрезаться при энергии в  $A/2=28$  раз большей, чем протоны. При этом возможно плавное сопряжение спектра основного источника со спектром менее интенсивных источников, дающих частицы с большей жесткостью.

Совершенно аналогичная картина (при наличии обрезания на некоторой максимальной жесткости) будет иметь место и в случае вторичной природы протонов (см. § 4). Единственное отличие состоит в том, что размазывание энергетического спектра должно происходить в этом случае во вдвое большей области энергий, так как в этом случае верхняя граница энергии для прогонов определяется не максимальной жесткостью, а максимальной энергией на нуклон у первичных ядер.

Пока нет реальных оснований отдать предпочтение какой-либо из этих возможностей. Нужно, однако, иметь в виду, что и в двух первых случаях должна учитываться указанная «химическая» размазка особенности (излома) в спектре, если только состав в области энергий больше  $10^{15}$  эв не отличается от известного при меньших энергиях в сторону уменьшения доли тяжелых ядер\*).

Для теории происхождения космических лучей весьма важен также вопрос о максимальной встречающейся энергии частиц. Наблюдаемый спектр широких атмосферных ливней простирается в область  $E > 10^{17}$  эв, а по <sup>41, 55</sup> вплоть до энергий  $\sim 10^{19}$  эв. Такие энергии еще можно совместить с теорией галактического происхождения к. л. при условии, что частицами с наибольшей энергией являются тяжелые ядра. Если же энергию  $\sim 10^{19}$  эв имеют первичные протоны, как это допускается в <sup>55</sup>, то, по-видимому, можно сделать вывод о внегалактической природе частиц сверхвысоких энергий (см. § 3, в, г).

Отметим, наконец, что новые измерения по-прежнему не обнаруживают какой-либо анизотропии первичного космического излучения, связанной с Галактикой или Метагалактикой. Так, в <sup>41</sup> был проведен тщательный анализ «подозреваемых» направлений: галактической плоскости и оси спирального рукава. С точностью до статистической ошибки измерения, составлявшей для энергий  $\sim 4 \cdot 10^{14}$  эв около 1%, первичное излучение оказалось изотропным. По данным <sup>55</sup>, анизотропия, если она существует, не превышает точности измерений: 1% при энергиях  $E < 10^{16}$  эв и 3% при  $E < 10^{17}$  эв. Таким образом, изотропия космического излучения имеет место даже в области очень больших энергий (приведенные цифры суть значения величины  $\delta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ , где  $I_{\max}$  — максимальное и  $I_{\min}$  — минимальное значения потока).

\* Кроме того, нужно подчеркнуть, что предположения об изменении характера элементарного акта останутся совершенно необоснованными, пока не будет доказано, что изучаемые ливни образуются протонами.

Мы не останавливаемся здесь на мягкой компоненте первичных к. л. у Земли, так как в отношении электронов и позитронов по сравнению с<sup>1</sup> новых данных нет. Отметим лишь, что появились оценки возможного количества  $\gamma$ -лучей, образующихся в источниках к. л. при  $\alpha$ - и  $\beta$ -распаде нестабильных ядер, при синхротронном излучении и при столкновениях частиц с большой энергией<sup>56, 57</sup>.

## § 2. РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

### а) О магнитотормозном (синхротронном) излучении

Измеряя интенсивность и частотный спектр космического радиоизлучения, можно при известных предположениях определить концентрацию и энергетический спектр релятивистских электронов (и позитронов), составляющих электронную компоненту космических лучей. Этот вопрос подробно рассмотрен в<sup>1</sup> и<sup>2, 3, 58-62</sup>. Здесь же сделаем лишь несколько замечаний и для удобства приведем формулу для интенсивности радиоизлучения:

$$I_{\nu} \equiv \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{эфф}} = \frac{R}{4\pi} \int_0^{\infty} P(\nu, E) N_e(E) dE = \\ \approx 1,3 \cdot 10^{-22} (2,8 \cdot 10^8)^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma) K R H_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} \lambda^{\frac{\gamma-1}{2}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гер} \cdot \text{стерад}} \cdot \quad (2,1)$$

Здесь  $\lambda = \frac{c}{\nu}$  — длина волны,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_{\text{эфф}}$  — эффективная температура,  $H_{\perp}$  — перпендикулярная лучу зрения слагающая поля  $\mathbf{H}$  и  $U(\gamma)$  — функция  $\gamma$ , равная, например, 0,087 при  $\gamma = 3$  и равная 0,125 при  $\gamma = 2$ . В (2,1) считается, что на всем пути  $R$  электроны имеют дифференциальный спектр

$$N_e(E) = K E^{-\gamma}. \quad (2,2)$$

Спектр радиоизлучения для распределения (2,2) не зависит от  $H_{\perp}$  и определяется лишь показателем  $\gamma$ , причем

$$I_{\nu} \propto \lambda^{\alpha} \propto \nu^{-\alpha}; \quad \alpha = \frac{\gamma-1}{2}, \quad \gamma = 2\alpha + 1. \quad (2,3)$$

В случае теплового радиоизлучения среды с температурой  $T$  ( $h\nu \ll kT$ ):

$$I_{\nu} = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{эфф}}, \quad T_{\text{эфф}} = T(1 - e^{-\tau}). \quad (2,4)$$

Здесь  $\tau = \int \mu ds$  — оптическая толщина ( $\mu$  — коэффициент поглощения и  $ds$  — элемент траектории луча). В межзвездной плазме (см., например,<sup>63</sup> § 37,  $N$  — концентрация электронов в плазме):

$$\mu = \frac{10^{-2} N^2}{T^3 \nu^2} \left[ 19,8 + \ln \frac{T^{3/2}}{\nu} \right]. \quad (2,5)$$

Из (2,4) и (2,5) ясно, что для толстого слоя ( $\tau \gg 1$ )  $I_{\nu} \propto \nu^2$  и  $T_{\text{эфф}} \simeq T$ , а для тонкого слоя ( $\tau \ll 1$ )  $I_{\nu} \propto \text{const}$  и  $T_{\text{эфф}} \propto \nu^{-2}$ . В то же время для нетеплового радиоизлучения Галактики и различных дискретных источников обычно  $I_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$ , где  $0,4 \leq \alpha \leq 2$ , т. е.  $T_{\text{эфф}} \propto \nu^{-(\alpha+2)} = \nu^{-(2,4-4)}$ . Отсюда ясно, что при проведении измерений на нескольких частотах тепловая компонента радиоизлучения может быть надежно выделена и тем самым определен спектр магнитотормозного излучения.

Напомним также, что ультрарелятивистский электрон ( $E \gg mc^2$ ) излучает практически лишь в направлении своей скорости\*) и на Земле принимается только излучение от частиц, движущихся в данный период вдоль луча зрения. Далее, магнитотормозное излучение сильно поляризовано<sup>59, 64-78</sup>. Так, например, для электронов, распределенных изотропно по направлениям со спектром вида (2,2), поляризация  $\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$  составляет<sup>68, 69</sup> 75% при  $\gamma = 3$  и 69% при  $\gamma = 2$ . Преимущественное направление колебаний электрического вектора принимаемого излучения совпадает при этом с направлением ускорения, т. е. перпендикулярно одновременно и скорости частицы (лучу зрения) и вектору поля  $\mathbf{H}$ . Для неоднородного поля происходит, конечно, усреднение поляризации. Кроме того, в радиодиапазоне существенно вращение плоскости поляризации в межзвездном ионизированном газе<sup>67, 70</sup>. Этот эффект сильно снижает степень поляризации, особенно в диапазоне метровых волн. Тем не менее слабая поляризация общего галактического радиоизлучения в этом диапазоне, по видимому, уже обнаружена<sup>71, 72</sup>. В случае же Крабовидной туманности обнаружена поляризация как оптического магнитотормозного излучения, так и радиоизлучения в сантиметровом диапазоне<sup>72, а, б</sup>.

б) Некоторые результаты наблюдений  
и их интерпретация (строение Галактики,  
дискретные источники)

Интересующие нас радиоастрономические данные касаются пространственного распределения, интенсивности и спектра нетеплового радиоизлучения Галактики, галактических туманностей и внегалактических объектов (галактик, скоплений галактик, межгалактической среды). Отсылая за подробностями к соответствующим источникам (см. 1, 58, 59, 66, 70-97), остановимся только на моментах, существенных для дальнейшего.

Использование антенн с высокой степенью направленности позволило существенно уточнить и детализировать сведения об общем нетепловом галактическом радиоизлучении (имеются в виду, в первую очередь, измерения<sup>77-78</sup> на волнах 22 см и 3,5 м с угловым разрешением порядка  $1^\circ$ ). В настоящее время можно выделить три основные пространственные области излучения:

1. Галактическое «гало» или «короноу», имеющую квазисферическую форму со средним радиусом  $R^{**}$ ) порядка  $10 \div 15 \text{ кпс} \simeq 3 \div 5 \cdot 10^{22} \text{ см}$  (рис. 1). В пределах достигнутой точности измерений и, главное, степени надежности выделения метагалактической составляющей гало можно также считать эллипсоидом вращения с отношением осей, равным 1,5 (см. 75, стр. 431). Объем гало  $V \sim 1 \div 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3$ . Из гало исходит большая часть ( $\sim 80-90\%$ ) всего космического радиоизлучения. Особенностью радиоизлучения гало является слабая зависимость его интенсивности от направления, а также от расстояния до галактического центра.

2. «Радиодиск» Галактики—область, где интенсивность радиоизлучения существенно выше, чем в гало, и довольно резко спадает

\*) Здесь идет речь об излучении в вакууме. О роли среды см. 59; в интересующих нас случаях влияние среды достаточно мало. В вакууме излучение сосредоточено в угле  $\theta \sim mc^2/E$  около направления скорости; уже при  $E \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ эв}$  угол  $\theta$  равен минутам.

\*\*) Большинство последних оценок<sup>75, 89</sup> приводит к значению среднего радиуса гало  $R \simeq 10 \text{ кпс}$ , откуда  $V \simeq 10^{68} \text{ см}^3$ .

с удалением от галактической плоскости. Толщина радиодиска  $\sim 500 \text{ пс} = 1,5 \cdot 10^{21} \text{ см}$ , в то время как толщина плоской системы облаков межзвездного газа и оптической спирали (эту область можно назвать оптическим диском) составляет  $\leq 250 \text{ пс}$ . Характер перехода от радиодиска к гало ясен

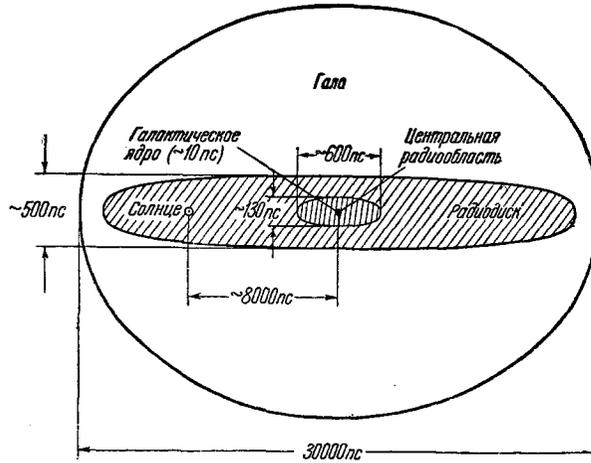


Рис. 1.

из рис. 2, на котором эффективная температура радиоизлучения  $T_{\text{эфф}}$  на волне 3,5 м представлена в зависимости от галактической широты для двух галактических долгот <sup>78</sup>. Имеются вполне определенные указания

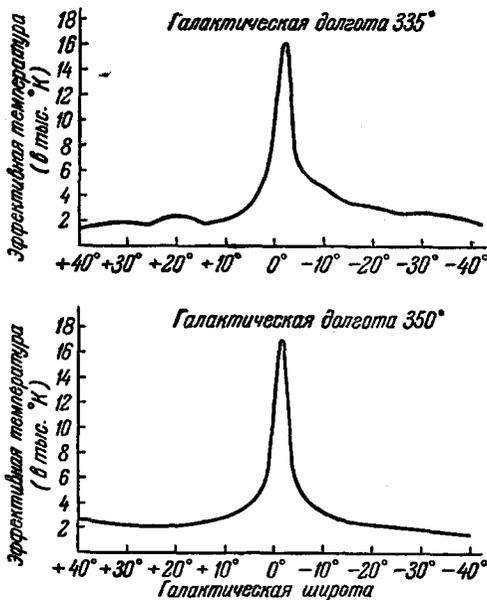


Рис. 2.

ось  $\sim 600 \div 700 \text{ пс}$ , малая ось  $\sim 100 \div 130 \text{ пс}$  со средней по всей области концентрацией  $n \sim 1-2 \text{ см}^{-3}$ . Вся эта масса нейтрального водорода и, очевидно, заключенные в этой области звезды (их концентрация в 500—1 000 раз выше, чем в окрестности Солнца) быстро вращаются (скорость

(<sup>75</sup>, стр. 431) на наличие в радиодиске спиральной структуры. причем «радиоспираль» как бы охватывает оптическую спираль в два-три раза меньшей толщины. На волне 3,5 м все излучение «диска» примерно в 15 раз слабее общего излучения «гало».

3. «Центральную радиолобласть» Галактики — область, окружающую галактический центр (ядро).<sup>1</sup> Размеры находящегося здесь нетеплового источника, если считать его эллипсоидом вращения, составляют примерно 300 пс (большая ось) и 130 пс (малая ось)<sup>77, 90</sup>. Из радионаблюдений в линии нейтрального водорода ( $\lambda = 21 \text{ см}$ ) в самое последнее время выяснилось<sup>84, 84a</sup>, что указанный нетепловой источник лежит в центральной части области нейтрального водорода (большая

$\sim 200$  км/сек на расстоянии  $\sim 100$  пс от центра). В центральной части облака нейтрального водорода обнаружено <sup>85-87</sup> галактическое ядро с размерами  $\sim 10$  пс; аналогичное ядро имеется и, например, в туманности М31 (Андромеда). Ядра содержат ионизированный водород и являются тепловыми источниками радиоизлучения. В центре ядра Галактики, которое не имеет, разумеется, резких границ, концентрация достигает значения  $\bar{n} \sim 10^3$  см<sup>-3</sup>.

Измерения в линии нейтрального водорода привели, помимо выявления центральной вращающейся области, к существенному прогрессу в отношении выяснения расположения рукавов галактической спирали <sup>94, 84</sup>. Общая картина ясна из рис. 3, на котором крестом обозначен галактический центр; кружком с точкой отмечена солнечная система, и светлые полосы отвечают обнаруженным скоплениям нейтрального водорода

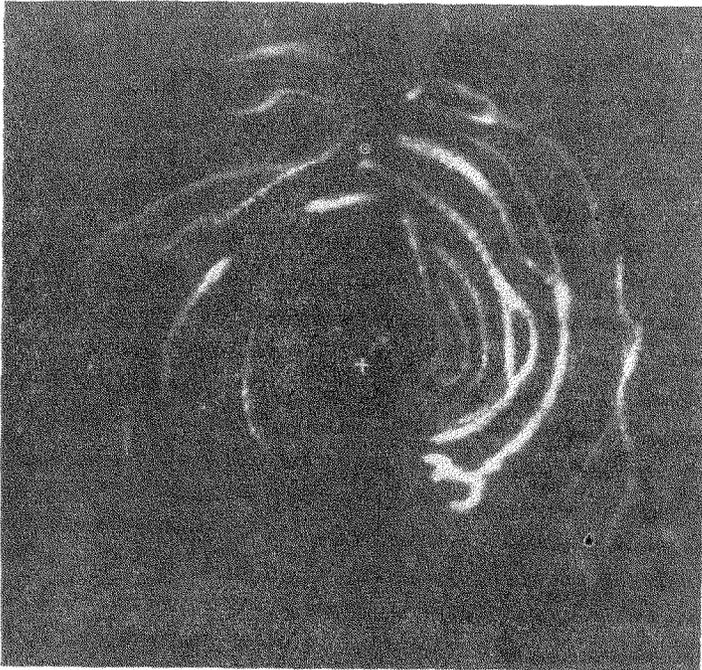


Рис. 3.

(нужно иметь в виду, что область, лежащая на линии и вблизи линии Солнце—центр, не могла быть исследована). Из рис. 3 и более полного анализа данных вытекает, что рукава спирали формируются лишь на расстоянии порядка 3000 пс от центра (расстояние Солнце—центр составляет 8200 пс). Отдельных рукавов имеется довольно много, и они, по-видимому, в ряде случаев довольно коротки и неоднородны вдоль своей оси в отношении плотности газа и толщины (см., в частности, <sup>84a</sup>).

Сделаем несколько замечаний, касающихся характера галактического магнитного поля. Обычно считается, что магнитное поле в рукавах оптической спирали в значительной мере упорядочено. Этот вывод делается на основании сведений о поляризации света звезд, которая объясняется прохождением лучей через слой ориентированных в магнитном поле пылинок. К такому же выводу приводит анализ формы ряда галактических туманностей (работы Г. А. Шайна и др.; см. <sup>87</sup>). Однако все эти данные касаются только некоторого среднего поля, причем усреднение обычно происходит

по довольно большой области. С фактом существования такого упорядоченного среднего поля, по-видимому, вполне совместимо присутствие в спирали также хаотических, неупорядоченных полей. Особенно важно, что радиоастрономические наблюдения свидетельствуют в пользу того, что поле в спирали отнюдь не регулярно. Действительно, если наблюдатель находится в области с однородным полем, то в направлении поля интенсивность магнитотормозного излучения будет равна нулю. Между тем, в направлении рукавов спирали (в частности, в направлении рукава, в котором находится Солнце) радиоизлучение не только не исчезает, но, наоборот, повышается (см. <sup>75</sup>, стр. 431). Именно таким образом и было выяснено наличие спиральной структуры «радиодиска» Галактики. Если эти результаты Миллса будут подтверждены (в частности, нужны измерения на разных волнах и с разным угловым разрешением), то не останется, видимо, никаких сомнений в существовании достаточно сильного неупорядоченного поля в рукавах спирали. Та же проблема о характере поля в рукавах связана с вопросом о природе яркого «радиопояса» — области повышенного радиоизлучения, имеющей форму окружности на небесной сфере. В работе <sup>93</sup> этот радиопояс связывается как раз с существованием регулярного поля в рукаве. Если поле в рукаве, в котором находится Солнце, регулярно (квазиоднородно), то магнитотормозное излучение будет особенно сильным для частиц, движущихся перпендикулярно полю. Конкретно, при изотропном распределении излучающих электронов по скоростям интенсивность будет пропорциональна  $H_{\perp}^2 \propto (\sin \theta)^{\frac{\gamma+1}{2}}$ , где  $\theta$  — угол между полем (осью рукава) и лучом зрения. При  $\gamma = 2,4$  ( $\alpha = \frac{\gamma-1}{2} = 0,7$ ) в однородном поле, при изотропном распределении частиц, мощность излучения под углом  $\theta = 30^\circ$  в 3,3 раза меньше мощности излучения при  $\theta = 90^\circ$ . Наблюдаемая зависимость радиояркости от  $\theta$  более крутая, поэтому нужно дополнительно предполагать, что электроны распределены по скоростям не изотропно. Последнее предположение встречает возражения и, в частности, не находится в согласии с имеющимися сведениями об изотропии космических лучей. Далее, ось «радиопояса» не совпадает с направлением упорядоченного поля в рукаве, полученным из других данных (см. <sup>95</sup>, <sup>75</sup>, стр. 571). Наконец, обсуждаемая гипотеза о природе «радиопояса» решительно противоречит сделанному выше (также из радионаблюдений) выводу о наличии излучения и вдоль рукавов и вообще о существовании сильной неупорядоченной компоненты поля в рукавах. Таким образом, можно думать, что «радиопояс» является скорее структурным образованием гало, т. е. отражает существование в гало каких-то крупномасштабных неоднородностей магнитного поля.

Космические лучи на Земле в высокой степени изотропны (см. § 1,6), причем эта изотропия, по крайней мере в отношении частиц высокой энергии, не может считаться имеющей локальный характер (см. § 3,в). Уже отсюда можно заключить, что к. л. довольно свободно входят в рукава с обоих концов, а может быть, и с боков. Такое предположение особенно естественно, если учесть, что рукавов имеется много, они относительно коротки и как бы «погружены» в огромный резервуар к. л. — в гало. Далее нужно принять во внимание отмеченное утолщение радиодиска, по сравнению с оптическим диском. Здесь возможны две причины. Во-первых, можно предположить, что концентрация радиоизлучающих электронов в оптических рукавах выше, чем в гало, и электроны из рукавов диффундируют в гало. Другими словами, расширение радиодиска можно приписать плавному изменению концентрации электронов <sup>91</sup>. Но в таком случае электроны должны иметь возможность выходить через стенки рукавов.

Упорядоченность и даже квазиоднородность поля в рукавах, по крайней мере в принципе, совместимы с такой картиной. Действительно, упорядоченность поля вполне может сопровождаться большим рассеянием (выходом) магнитного потока из рукава (см., например, схематический рис. 4, на котором поле в самом рукаве для простоты считается квазиоднородным). Другая возможная причина утолщения радиодиска связана с ослаблением магнитного поля при переходе от спирали к гало (часто, например, для обеих этих областей принимаются соответственно значения  $H = 7 \cdot 10^{-6}$  и  $H = 2 \div 3 \cdot 10^{-6}$  э). Тогда даже при постоянной концентрации релятивист-

ских электронов интенсивность будет падать пропорционально  $H_{\perp}^2 \simeq \simeq H_{\perp}^{1,7-1,8}$ . При падении  $H_{\perp}$  в 3 раза и  $\gamma = 2,6$  интенсивность упадет примерно в 7 раз. При представляющемся более реальном изменении  $H_{\perp}$  в два раза и  $\gamma = 2,4$  интенсивность меняется в 3,3 раза\*). В то же время интенсивность при переходе от диска к гало падает в 9-10 раз (см. рис. 2). В действительности, вероятно, играют роль и некоторое падение концентрации и убывание поля при переходе к гало. Главное же, в плане рассматриваемого вопроса, даже постоянство концентрации к. л. в спирали и в гало само по себе было бы очень веским аргументом в пользу существования тесной связи между к. л. в обеих этих областях

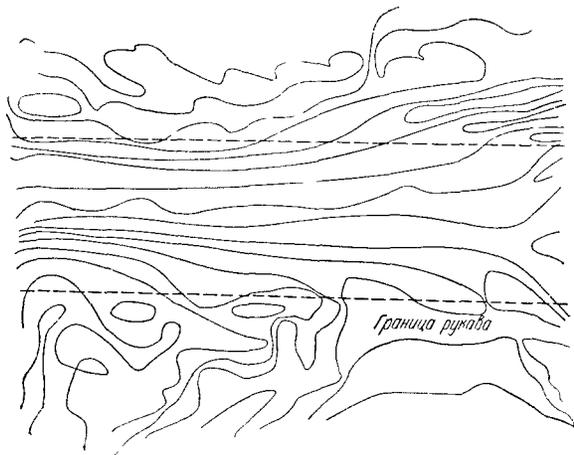


Рис 4

(при отсутствии такой связи естественно было бы ожидать резкого различия концентраций в гало и в диске). Итак, из радионаблюдений можно сделать заключение либо о «прозрачности стенок» оптической спирали для к. л., либо, во всяком случае, о большой свободе обмена космическими лучами между гало и спиралью. Это значит, что рукава мало чем отличаются от областей в гало и, например, если другие области с квазиоднородным полем характеризуются одним размером  $\leq 100$  пс (см. § 3,в), то рукава суть вытянутые области с толщиной  $d \sim 250$  пс и длиной  $L \sim 1 \div 10 \cdot 10^3$  пс. В такой модели при изотропии к. л. в гало нужно ожидать изотропии в распределении к. л. по направлениям также и в спирали\*\*).

\*) Здесь мы не учитываем возможного сохранения адиабатического инварианта при переходе от радиодиска к гало<sup>96</sup>. Вопрос о скорости изменения инварианта в Галактике еще не ясен (см. § 3,в); при сохранении инварианта  $\frac{\sin^2 \theta}{H} = \text{const}$  и

уменьшении поля в два раза величина  $H_{\perp}^2 = H^2 \frac{\gamma+1}{(\sin \theta)^2} \sim H^2 \frac{3(\gamma+1)}{4}$ , т. е. уменьшается примерно в 6 раз.

\*\*) Для тех радиоизлучающих электронов, которые образуются при ядерных столкновениях (см. § 3,д), некоторая анизотропия может, правда, получиться в силу большей концентрации газа в спирали. По последней причине в спирали рождается больше электронов, чем вблизи спирали. Те из образовавшихся электронов которые имеют большую скорость вдоль поля, скорее выйдут из спирали, где остается поэтому больше электронов со скоростями, направленными под большим углом к полю (именно эффект такого типа учитывался в<sup>93</sup>). При таком рассуждении предполагается,

Возвращаясь к общему нетепловому галактическому радиоизлучению, заметим, что его спектр в пределах достигнутой точности примерно одинаков в гало, радиодиске и центральной радиообласти, что представляется естественным при предположении о быстром обмене к. л. между этими областями. При этом в <sup>58</sup> и <sup>1</sup> использовалось значение  $\alpha = 0,82$  ( $\gamma = 2,64$ ), а в <sup>77</sup> принимается, что в среднем  $\alpha = 0,70 \pm 0,1$  ( $\gamma = 2,4 \pm 0,2$ ). Встречаются и другие цифры <sup>83</sup>, и, несомненно, точность измерений еще недостаточна (трудность состоит в необходимости сравнивать интенсивность на разных частотах, при использовании разных антенн). Уточнение сведений о спектре нетеплового радиоизлучения в зависимости от галактических координат (в частности, в целом для гало, диска и центральной области) остается важной и актуальной задачей.

В <sup>1</sup> при  $\alpha = 0,82$  и  $H_{\perp} \sim 10^5$  для среднего дифференциального энергетического спектра электронов в Галактике было получено выражение  $N_e(E) \simeq 5 \cdot 10^2 \cdot E^{-2,64} \text{ эв}^{-1} \text{ см}^{-3}$ , где  $E$  измеряется в эв. Отсюда

$$N_e(E > 10^9 \text{ эв}) = \int_{10^9}^{\infty} N_e(E) dE \simeq 5,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3} \text{ и } N_e(E > 10^8 \text{ эв}) \simeq 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}.$$

В то же время у Земли  $N_e(E > 10^9 \text{ эв}) < 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ . В <sup>91</sup> для радиодиска несколько другим способом, при  $\alpha = 0,75$  ( $\gamma = 2,5$ ) получено значение  $N_e(E > 10^9 \text{ эв}) \simeq 3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}$ .

Точность приведенных оценок невелика (например, в <sup>1</sup> значение  $N_e$  уменьшено в 5 раз, с целью как-то учесть уменьшение поля в гало). Поэтому в согласии со сказанным ранее можно заключить, что концентрации электронов в гало и в диске одного порядка и, вероятно, даже более близки. В центральной радиообласти, согласно <sup>91</sup>, при  $H_{\perp} \sim 5 \cdot 10^{-5}$  и  $\gamma = 2,5$  имеем  $N_e(E > 10^9 \text{ эв}) \simeq 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ . Общая энергия релятивистских электронов в центральной области  $W_e \sim 3 \cdot 10^{51} \text{ эрг}$  (см. <sup>90</sup>), а во всей Галактике  $W_e \sim 10^{54} - 10^{55}$ . Последнее значение получается при объеме гало  $V \sim 1 \div 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3$  и средней плотности энергии электронов  $\bar{w}_e \sim 10^{-2} \text{ эв/см}^3$  или при использовании приводимого ниже (см. § 3, а) значения полной энергии к. л.  $W \sim 10^{56} \div 10^{57} \text{ эрг}$  и плотности энергии электронов, равной проценту от полной плотности энергии к. л.

Остановимся теперь кратко на магнитотормозном радиоизлучении дискретных источников — галактических туманностей и галактик. Некоторые относящиеся сюда расчеты и их результат уже приведены в <sup>1</sup>. Здесь укажем прежде всего на определение спектра источников (см. <sup>75</sup>, стр. 297). Для галактических источников в среднем  $\bar{\alpha} = 0,6$ , причем имеется большой разброс (встречаются значения от  $\alpha = 0,2$  до  $\alpha = 1,4$ , хотя в большинстве случаев  $0,4 \leq \alpha \leq 0,8$ ). Для внегалактических источников в среднем  $\bar{\alpha} = 0,9$  ( $0,4 \leq \alpha \leq 1,6$ , в основном же  $0,6 \leq \alpha \leq 1,0$ ). Наконец, для неидентифицированных источников (в основном внегалактических объектов)  $\bar{\alpha} = 1,2$ , причем встречаются значения до  $\alpha = 2,2^*$ ). Степенной характер спектра, т. е. возможность выбора одного значения  $\alpha$  для данного объекта, сохраняется при этом в весьма широких пределах. Например, для Кассиопеи  $A$   $\alpha = 0,80$  в интервале  $3 \cdot 10^7 \leq \nu \leq 10^9 \text{ гц}$ .

однако, что поле в рукаве в основном упорядочено. Если же и в рукаве имеется большая неупорядоченная компонента поля (см. выше), то частицы не смогут быстро покинуть область рукава и распределение остается практически изотропным.

\*) В более ранней работе того же автора <sup>76</sup> приводятся значения  $\bar{\alpha} = 0,74$  (вместо 0,6) и  $\bar{\alpha} = 1,05$  (вместо 0,9). Отсюда также видна степень неточности имеющихся данных.

В отношении мощности отдельных источников ограничимся в основном использованием результатов <sup>97</sup>, приведенных в табл. IV. Вычисления проведены в двух предположениях. В первом случае (третий столбец таблицы) энергия магнитного поля в источнике  $\int \frac{H^2}{8\pi} dV = \frac{\bar{H}^2}{8\pi} V$  считается равной энергии излучающих электронов (и позитронов). Соответствующее значение среднего поля указано в столбце 4. Во втором случае энергия магнитного поля считается равной энергии всех к. л. в источнике, причем эта энергия в 100 раз больше энергии электронов (см. столбец 5; соответствующее значение поля указано в столбце 6). Вероятно, в большинстве случаев второе предположение значительно ближе к действительности. Сделанное допущение о равенстве магнитной энергии и энергии к. л. отвечает условиям, когда полная энергия близка к минимальной\*). Поэтому в табл. IV фактически указаны минимальные значения энергии. При вычислении энергии нужно знать размер источника и расстояние до него; кроме того, несколько произвольно радиоизлучение считается отсутствующим (несущественным) при  $\nu > 10^{10}$  и  $\nu < 10^7$  гц. Таким образом, приведенные в табл. IV значения в большинстве случаев носят сугубо ориентировочный характер.

С учетом этой оговорки и в предположении, что полная энергия к. л. в 100 раз больше энергии электронов, эта последняя равна значениям, приведенным в столбце 5 табл. IV, деленным на 200.

Галактические туманности — источники мощного магнитотормозного излучения являются оболочками сверхновых звезд. Так, Крабовидная туманность (Телец А) — сверхновая 1054 г. (напряженность поля по разным оценкам порядка  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  и значение  $H \sim 10^{-2}$  из табл. IV не представляется приемлемым); Кассиопея А в <sup>58</sup> считалась сверхновой 369 г., но по новым данным (<sup>75</sup>, стр. 315) эта звезда вспыхнула только около 250 лет назад; скорость разлета оболочки этой сверхновой превосходит 7000 км/сек\*\*). Волокнистая туманность в Лебедь является оболочкой сверхновой, вспыхнувшей примерно  $10^5$  лет назад. Довольно старыми являются также некоторые другие протяженные оболочки (IC 443, Корма А, Парус X, Y, Z, волокнистая туманность в Возничем; см. <sup>91</sup>). Все эти протяженные оболочки и Кассиопея А суть остатки сверхновых 2-го типа, концентрирующихся к галактической плоскости и принадлежащих тем самым к 1-му типу звездного населения Галактики (плоская подсистема). Напротив, радиоисточники, связанные с оболочками сверхновых 1054 г. (Крабовидная туманность), 1572 г. (сверхновая Тихо Браге) и 1604 г. (сверхновая Кеплера), принадлежат к галактическому населению 2-го типа (сферическая подсистема), имеющую концентрацию к галактическому центру. Соответствующие сверхновые суть так называемые сверхновые 1-го типа. В нашей Галактике сверхновые 2-го типа вспыхивают в среднем один раз в 50 лет, а сверхновые 1-го типа, быть может, несколько реже, раз в 100–200 лет\*\*\*). Из частоты вспышек и времени жизни оболочек следует, что в принципе может быть обнаружено много остатков сверхновых —

\*) В отношении волокнистой туманности в Лебедь в табл. IV условие равенства энергии к. л. и энергии поля не использовано, так как поле получилось бы слабее общегалактического. Поэтому принята большая, указанная в табл. IV, напряженность поля. Для нашей Галактики в целом напряженность поля и энергия к. л. также выбраны из независимых соображений.

\*\*\*) И. С. Шкловский <sup>92</sup> обратил внимание на то, что магнитное поле в оболочке Кассиопея А уменьшается со временем настолько быстро, что интенсивность радиоизлучения этого источника должна падать примерно на 2% в год. В <sup>92</sup> сделан также ряд других интересных выводов, касающихся сверхновых звезд и их радиоизлучения.

\*\*\*\*) Эти цифры не окончательные; в литературе имеются указания на несколько раз меньшую частоту вспышек.

Таблица IV

Источник	Излучаемая мощность (магнитотормозной механизм), эрг/сек	Полная энергия (энергия электронов и магнитного поля), эрг	Среднее значение поля, эрстед	Полная энергия (энергия протонов и магнитного поля), эрг	Среднее значение поля, эрстед
Мощность галактических источников					
Крабовидная туманность (Телец А)	Радиоизлучение— $8 \cdot 10^{33}$ Оптическое излучение— $10^{36}$	$\sim 10^{48}$	$\sim 10^{-3} - 10^{-4}$	$\sim 10^{50}$	$10^{-2}$ (как указано в тексте, это значение сильно завышено)
Кассиопея А	$2,6 \cdot 10^{35}$	$4,1 \cdot 10^{48}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$5,7 \cdot 10^{49}$	$10^{-3}$
IC 443	$4 \cdot 10^{33}$	$8 \cdot 10^{48}$	$10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{50}$	$4 \cdot 10^{-5}$
Волокнистая туманность в Лебедь	$2,5 \cdot 10^{32}$	Электроны— $3 \cdot 10^{46}$ Магнитное поле— $10^{50}$		Протоны— $3 \cdot 10^{48}$ Магнитное поле— $10^{50}$	$5 \cdot 10^{-5}$
Центральная радиообласть Галактики	$1,4 \cdot 10^{36}$	$1,0 \cdot 10^{52}$	$10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{53}$	$4 \cdot 10^{-5}$
Мощность галактик и других внегалактических источников					
Галактика	$\sim 10^{38}$	$\sim 3 \cdot 10^{54}$ (электроны) $\sim 10^{56}$ (магнитное поле)		$\sim 3 \cdot 10^{56}$	$7 \cdot 10^{-6}$ (диск) $2 \cdot 10^{-6}$ (гало)
M31 (Андромеда)	$1,9 \cdot 10^{38}$	$2,1 \cdot 10^{55}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{56}$	$3 \cdot 10^{-6}$
Магеллановы Облака	$1,3 \cdot 10^{37}$	$2,5 \cdot 10^{54}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{55}$	$4 \cdot 10^{-6}$
NGC 4038--39	$2,1 \cdot 10^{39}$	$1,7 \cdot 10^{56}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{57}$	$7 \cdot 10^{-6}$
NGC 1068	$7,5 \cdot 10^{39}$	$3,2 \cdot 10^{55}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{55}$	$6 \cdot 10^{-5}$
{ NGC 5128 (Центавр А) Центральная область Гало	$2,4 \cdot 10^{41}$	$3,2 \cdot 10^{56}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{57}$	$9 \cdot 10^{-5}$
	$2,2 \cdot 10^{41}$	$5,0 \cdot 10^{58}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$7,0 \cdot 10^{59}$	$5 \cdot 10^{-6}$
{ NGC 1316 (Печь А) Центр. область Гало	$8 \cdot 10^{40}$	$2,1 \cdot 10^{56}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$3,0 \cdot 10^{57}$	$6 \cdot 10^{-5}$
	$1,6 \cdot 10^{41}$	$1,8 \cdot 10^{58}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{59}$	$5 \cdot 10^{-6}$

Продолжение табл. IV

Источник	Излучаемая мощность (магнитотормозной механизм) $\text{эрг/сек}$	Полная энергия (энергия электронов и магнитного поля), $\text{эрг}$	Среднее значение поля, $\text{эрстед}$	Полная энергия (энергия протонов и магнитного поля), $\text{эрг}$	Среднее значение поля, $\text{эрстед}$
NGC 4486 (Дева А) Выброс Центральн. радиоисточник	$2,3 \cdot 10^{42}$	$1,7 \cdot 10^{54}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{55}$	$7 \cdot 10^{-4}$
	$3,5 \cdot 10^{41}$	$1,7 \cdot 10^{57}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{58}$	$4 \cdot 10^{-5}$
NGC 1275	$6,4 \cdot 10^{41}$	$9,4 \cdot 10^{56}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{58}$	$8 \cdot 10^{-5}$
NGC 6166	$7,8 \cdot 10^{42}$	$1,4 \cdot 10^{57}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{58}$	$1 \cdot 10^{-4}$
Гидра А	$1,5 \cdot 10^{43}$	$1,0 \cdot 10^{58}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{59}$	$3 \cdot 10^{-4}$
Лебедь А	$5,7 \cdot 10^{44}$	$2,8 \cdot 10^{59}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$3,9 \cdot 10^{60}$	$2 \cdot 10^{-4}$
Скопление галактик в Коме	$1,0 \cdot 10^{41}$	$2,9 \cdot 10^{59}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{60}$	$7 \cdot 10^{-6}$

порядка 1000 (см. статью Г. Г. Гетманцева в <sup>67</sup>, стр. 468). Большинство этих источников почти сливается с фоном, и они являются весьма слабыми объектами в оптической части спектра. Поэтому, по крайней мере сейчас, еще нет противоречия между числом обнаруженных оболочек и приведенной оценкой (см. <sup>75</sup>, стр. 315). Поскольку сверхновых 1-го типа особенно много в центральной области, именно они, вероятно, поставляют к. л. в эту область, обеспечивая повышенную концентрацию к. л. по сравнению с диском и гало (подробнее см. <sup>91</sup>). В отношении внегалактических источников нужно иметь в виду, что в табл. IV приведены в основном наиболее замечательные и мощные из них. Для «нормальных» галактик оценки приводят к значениям, близким или меньшим энергии к. л. в Галактике ( $W \sim 10^{56} - 10^{57}$ ; см. ниже и табл. IV). «Аномальные» объекты, отличающиеся особенностями спектра (например, Дева А) или своей мощностью (например, Лебедь А или скопление в Коме), встречаются довольно редко. Мы еще не располагаем здесь достаточным количеством данных, чтобы надежно определить энергетическую роль мощных источников. Однако для расстояния, меньшего  $\sim 10^8$  пс, которое существенно с точки зрения происхождения космических лучей (см. § 3,г), можно, по-видимому, считать, что учет аномальных галактик не изменяет оценки полной энергии к. л. во всех галактиках вместе взятых.

В заключение заметим, что предположение <sup>98</sup> о существовании заметного радиоизлучения, исходящего из метагалактического пространства (вне галактик), не подтверждается <sup>75, 80, 88</sup>. Это находится в соответствии с тем, что в <sup>98</sup> было получено, по всей вероятности, недопустимо большое значение для энергии к. л. в межгалактическом пространстве (см. § 3,г).

### § 3. ВРЕМЯ ЖИЗНИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ХАРАКТЕР ИХ ДВИЖЕНИЯ В ГАЛАКТИКЕ И МЕТАГАЛАКТИКЕ

#### а) Ядерное время жизни космических лучей

Одним из самых важных параметров, характеризующих к. л. в Галактике, является их время жизни  $T$ . Для протонов и ядер значение  $T$  определяется двумя факторами — ядерными соударениями и выходом из системы, причем  $\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{\text{я}}} + \frac{1}{T_{\text{в}}}$ , где  $T_{\text{я}}$  и  $T_{\text{в}}$  — соответственно ядерное время жизни и время, за которое частицы покидают систему (Галактику).

Ядерное время жизни  $T_{\text{я}} = \frac{1}{\sigma n c}$ , где  $\sigma$  — эффективное сечение для рассматриваемых соударений,  $\bar{n}$  — средняя концентрация ядер среды на пути космической частицы; скорость частицы считается равной скорости света  $c$ .

Значения сечений для взаимодействия  $\sigma$  и пробегов  $\lambda_{\text{вз}} = \frac{\bar{Q}}{\sigma \bar{n}}$ , где  $\bar{Q}$  — средняя плотность среды, при движении в водороде и межзвездном газе, содержащем в соответствии с космической распространенностью 7% гелия по числу частиц, приведены для различных ядер в табл. V. Здесь неупругое сечение для  $pp$ -соударений взято из <sup>99</sup>. Для сечений взаимодействия ядер с  $Z > 2$  с водородом использована формула  $\sigma = \pi r^2$ , где  $r = 1,24 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$  см, достаточно хорошо описывающая результаты, полученные как на ускорителях, так и в естественном потоке космических лучей (Г. Б. Жданов, частное сообщение). Для  $\alpha$ -частиц эта формула дает, по-видимому, несколько завышенное значение. Поэтому в табл. V сечение для соударений протонов с  $\alpha$ -частицами взято из <sup>100</sup>. Сечения взаимодействия различных ядер с гелием вычислены по формуле Брадта и Питерса <sup>100</sup> (см. также <sup>1</sup>) В столбце 6 табл. V приводятся эффективные длины пробега для поглощения ядер данной группы в межзвездном газе, обсуждаемые и используемые в § 4, г.

Таблица V

Сечения и пробеги в водороде и межзвездном газе

Группа ядер	$\sigma \cdot 10^{26}$ см <sup>2</sup>		$\lambda_{\text{вз}}$ г/см <sup>2</sup>		$\lambda$ (г/см <sup>2</sup> ) поглощение в межзвездном газе
	водород	межзвездный газ	водород	межзвездный газ	
p	2,26	2,8	74	72	72
$\alpha$	10	11,2	16,5	18	18
L	19,3	20,7	8,7	9,8	9,8
M	28	29,7	6,0	6,8	8,0
H	48	50,5	3,5	4,0	6,0
Fe(VH)	71	74,3	2,4	2,7	2,7

сейчас, что значение  $\bar{n}$  определяется просто отношением всей массы газа в Галактике (включая гало) к объему системы  $V \sim 1 \div 5 \cdot 10^{68}$  см<sup>3</sup> (см. § 2, б). Масса нейтрального водорода в Галактике без гало, т. е. только вблизи галактической плоскости, равна  $2,8 \cdot 10^{42}$  г (см., например, <sup>75</sup>). Для смеси из 93% водорода и 7% гелия отсюда получаем нижний предел средней плотности  $\bar{Q} = \frac{3,6 \cdot 10^{42}}{1 \div 5 \cdot 10^{68}} \sim 7 \cdot 10^{-27} \div 3 \cdot 10^{-26}$  г/см<sup>3</sup>, что отвечает концентрации  $\bar{n} \sim 3 \div 15 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-3</sup>. Вопрос о концентрации газа в гало является спорным. Согласно <sup>101</sup>  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 10^{-2}$  см<sup>3</sup>, но этот результат

получен теоретическим путем и, видимо, нельзя еще категорически отвергнуть и значение  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ . Так, в  $10^8$  на границе гало (при  $R \simeq 15 \text{ кпс}$ ) концентрация  $n$  считается равной  $3,6 \cdot 10^{-4}$  и поэтому, видимо,  $\bar{n}_{\text{гало}} \ll 10^{-2}$ . Из радиоастрономических данных <sup>75, 102</sup> следует скорее, что  $\bar{n}_{\text{гало}} \gtrsim 10^{-2}$ . Действительно, спектр галактического радиоизлучения имеет <sup>103</sup> «излом» на частоте  $\nu_k \simeq 10^7 \text{ ц}$ . Это может быть связано с тем, что магнитотормозные потери при энергии электронов, излучающих в основном частоту  $\nu_k \simeq 10^7$ , сравниваются с ионизационными потерями. Отсюда (см. <sup>1</sup>)  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 10^3 \nu_k H_{\perp} \sim 0,03$  при  $H_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ э}$  ( $H_{\perp}$  — перпендикулярная скорости частицы составляющая межзвездного магнитного поля **H**). Существенно снизить эту оценку, если правильна интерпретация «излома»\*), вряд ли возможно.

К оценке средней концентрации  $n$  имеет отношение и вопрос о происхождении релятивистских электронов, излучающих радиоволны в гало. Если эти электроны являются в основном вторичными, т. е. образуются в конечном счете в результате ядерных соударений, то  $\bar{n} \sim 1 \div 3 \cdot 10^{-2}$  (см. ниже § 3,д, а также <sup>104</sup>). При  $\bar{n} \sim 10^{-3}$  вторичные электроны практически не играли бы никакой роли. Правда, вопрос об удельном весе вторичных электронов еще не выяснен, но предположение о доминирующей роли именно таких электронов имеет некоторые основания (см. § 3,д).

Сопоставляя все приведенные аргументы, можно сказать, что в настоящее время наиболее обоснованы значения:

$$\bar{n} \simeq 10^{-2} \text{ см}^{-3}, \quad \bar{\rho} \simeq 2 \cdot 10^{-26} \text{ э/см}^3. \quad (3,1)$$

При такой плотности и значениях длины свободного пробега, указанных в табл. V, имеем\*\*)

$$\left. \begin{aligned} T_p &= 1,2 \cdot 10^{17} = 3,8 \cdot 10^9 \text{ лет}, \quad T_{\alpha} = 9,4 \cdot 10^8 \text{ лет}, \quad T_L = 5,1 \cdot 10^8 \text{ лет}, \\ T_M &= 3,6 \cdot 10^8 \text{ лет}, \quad T_H = 2,5 \cdot 10^8 \text{ лет}, \quad T_{Fe} = 1,4 \cdot 10^8 \text{ лет}, \end{aligned} \right\} (3,2)$$

где вместо индекса «я» приводится индекс, указывающий на сорта ядер.

Время жизни быстрых нуклонов (в том числе нуклонов, входящих в состав ядер) порядка времени жизни протонов. Поэтому мощность источников к. л., необходимая для поддержания квазистационарного состояния, по порядку величины равна ( $T$  — время жизни и  $T_p$  — ядерное время жизни протонов):

$$U \sim \frac{W}{T} \sim \frac{W}{T_p} \sim 10^{39} \div 10^{40} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}. \quad (3,3)$$

Здесь  $W = \bar{\omega}V \sim 10^{56} \div 10^{57} \text{ эрг}$  — полная энергия к. л. в Галактике, объем всей системы  $V \sim 1 \div 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3$  и  $\bar{\omega} \sim 0,3 \div 1 \text{ эв/см}^3$  — средняя плотность энергии к. л. (вблизи Земли  $\bar{\omega} = 0,56 \text{ эв/см}^3$ ; см. <sup>105</sup>). Если принять наиболее вероятные сейчас значения  $V \sim 10^{68}$  и  $\bar{\omega} \sim 0,3 \text{ эв/см}^3$ , то  $W \sim 5 \cdot 10^{55}$ ; кроме того, эффективное ядерное время жизни протонов для потерь энергии раза в 2—3 больше  $T_p$  (см. <sup>1</sup>). Отсюда,  $U_{\text{мин}} \sim 10^{38} \text{ эрг/сек}$ . Разумеется, оценка (3,3) остается в силе, только если  $T_v > T_p$ , т. е. результирующее время жизни  $T \simeq T_p$ . Неточность, с которой известна энергия  $W$ , такова, что даже при уточнении эффективного времени жизни частиц в Галактике оценку (3,3) сейчас вряд ли можно улучшить. Как мы увидим в дальнейшем, по

\*) К сожалению, приведенная аргументация не может считаться убедительной именно в связи с возможностью <sup>79</sup> другого объяснения «излома».

\*\*) Заметим, что при использовании плотности  $\bar{\rho} = 2 \cdot 10^{-26}$  и сечений, приведенных в <sup>1</sup>,  $T_p = 3 \cdot 10^9 \text{ лет}$ ,  $T_M = 3 \cdot 10^8 \text{ лет}$ ,  $T_H = 1,8 \cdot 10^8 \text{ лет}$  и  $T_{Fe} = 1,2 \cdot 10^8 \text{ лет}$ . Получающееся различие, несомненно, лежит за пределами точности определения  $\bar{\rho}$ .

некоторым соображениям,  $T_v < T_p$  и  $T \sim T_v \ll 10^9$  лет. В этом случае  $U \sim 10^{39} \div 10^{41}$  эрг/сек (см. § 4, г).

Выше было предположено, что к. л. свободно проникают в облака межзвездного газа и вообще средняя концентрация газа в системе  $\bar{n}$  является одновременно концентрацией, определяющей ядерное время жизни. Мыслимо, однако, и другое положение, при котором к. л. могли бы находиться в основном в областях с концентрацией, меньшей чем средняя. Именно такой вывод был сделан в <sup>106</sup> на основе наблюдений поляризации радиоизлучения. Соответствующие экспериментальные данные несут, однако, предварительный характер и позволяют оценить только концентрацию ионизированного газа. В то же время ионизация в гало может быть далеко не полной <sup>101</sup>, хотя и не малой. Далее, непроникновение к. л. в области (облака) с более сильным полем, если оно имеет место, обуславливается отражением. Однако отражения не происходит при движении частиц вдоль или под достаточно малыми углами к силовым линиям. Поэтому даже непроникновение в облака электронов, ответственных за радиоизлучение, еще не обязательно свидетельствовало бы об отражении от облаков протонов и ядер, могущих двигаться в основном под меньшими углами к полю (см. § 3, д). Кроме того, отражение к. л., движущихся под большими углами к полю, от областей с сильным полем может компенсироваться в связи с концентрацией силовых линий (речь идет о конфигурациях, при которых в области сильного поля нет «замороженного», т. е. замкнутого внутри магнитного потока).

Наконец, нужно еще учитывать элемент усреднения по времени, поскольку за период порядка  $T_p \sim 3 \cdot 10^8$  лет движение облаков и дифференциальное галактическое вращение приводят к сильным изменениям конфигурации поля. Более того, поле, вероятно, заметно изменяет свою конфигурацию за один оборот Галактики, происходящий в области солнечной системы примерно за  $2 \cdot 10^8$  лет. В результате нужно думать, что учет отклонений концентрации  $n$ , определяющей ядерное время жизни от среднего по всему объему значения  $\bar{n}$ , не должен заметным образом сказываться на всех наших оценках.

#### б) О роли космических лучей, образовавшихся на ранней стадии эволюции Галактики

В <sup>1</sup> использовалось преимущественно значение  $\bar{n} \sim 0,1$ , что отвечает временам жизни, на порядок меньшим значений (3,2). Поэтому даже наибольшее ядерное время жизни для протонов  $T_p \sim 4 \cdot 10^8$  лет было мало по сравнению с возрастом Галактики, который считается сейчас равным  $T_G \sim 8 \div 10 \cdot 10^9$  лет. Уменьшение концентрации  $\bar{n}$  на порядок несколько изменяет ситуацию и делает времена  $T_p$  и  $T_G$  сравнимыми между собой. В этой связи, естественно, дискутировался вопрос о роли к. л., образовавшихся на ранней стадии эволюции Галактики (см. <sup>4</sup>, стр. 421 и <sup>107</sup>). Решающим аргументом (см., в частности, <sup>102</sup>) против предположения о том, что наблюдаемые нами к. л. образовались на ранних стадиях (т. е. примерно  $8 \cdot 10^9$  лет назад), является сохранение неравенства  $T_{Fe} \ll T_G$  при  $\bar{n} \gtrsim 3 \cdot 10^{-3}$ . Действительно, даже при  $\bar{n} \simeq 10^{-3}$  имеем  $T_{Fe} \simeq 1,4 \cdot 10^9$  лет и  $\frac{T_{Fe}}{T_G} \simeq 6$ , т. е. поток Fe за  $8 \cdot 10^9$  лет уменьшился бы примерно в 300 раз. Если же  $\bar{n} = 10^{-2}$ , то поток ядер Fe уменьшится уже в  $10^{25}$  раз! Таким образом, образовавшимися на ранней стадии можно было бы считать только протоны. В то же время нет никаких оснований сомневаться в общем происхождении протонов и ядер;

более того, протоны в значительной своей части являются вторичными (см. § 4, г). Далее полное время жизни  $T$ , очевидно, меньше ядерного и, как будет показано ниже, оценки времени выхода частиц из Галактики  $T_B$  приводят к значениям  $T_B < 10^{10}$ . Поэтому даже при  $\bar{n} \sim 10^{-3}$  еще совсем не ясна необходимость учета к. л. раннего происхождения. Следует также иметь в виду, что в прошлом плотность газа в Галактике была, вероятно, выше, чем теперь. Отсюда следует, что при современной концентрации  $\bar{n} \sim 10^{-3}$  для средней концентрации за период  $10^9 - 10^{10}$  лет следовало бы принять большее значение <sup>104</sup>.

Резюмируя, мы не видим оснований считать существенными к. л., образовавшиеся на ранней стадии эволюции Галактики. Эта точка зрения могла бы обсуждаться только в рамках встречающейся серьезные возражения модели со средней концентрацией газа  $\bar{n} < 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  и временем выхода к. л. из системы  $T_B > 3 - 8 \cdot 10^9$  лет.

### в) Характер движения и выход космических лучей из Галактики

Остановимся на характере движения к. л. в галактических магнитных полях. Для выяснения этого момента нужно, в первую очередь, иметь достаточно полные сведения о конфигурации и напряженности самих магнитных полей. Фактически же в этом отношении мы знаем очень мало. Некоторые данные, касающиеся поля в спирали, уже обсуждались в § 2, б. Там же были приведены соображения, свидетельствующие в пользу предположения о довольно свободном обмене космическими лучами между спиралью и гало\*). О структуре поля вне спирали и, в частности, в гало нет никаких прямых сведений, если не считать некоторых указаний, упомянутых в § 2, б в связи с вопросом о природе «радиопояса». Вместе с тем, ряд соображений свидетельствует в пользу предположения о хаотическом (в основном) характере поля в гало. Так, радиоизлучение из гало довольно равномерно распределено по направлениям, как этого и следует ожидать для хаотического поля в результате усреднения. Далее, гало вращается значительно медленнее, чем спираль (иначе гало не было бы квазисферическим). В случае же существования в гало упорядоченного поля, как-то связанного с упорядоченным полем в спирали, следовало бы ожидать совместного вращения гало и спирали. Хаотический характер поля в гало принимается также<sup>101</sup> в наиболее обоснованной динамической теории гало\*\*).

Для хаотического поля естественно использовать, как это и делается в <sup>1</sup>, диффузионное приближение. Это значит, что движение к. л. уподобляется диффузии молекул в газе со скоростью  $v$ , равной скорости движения вдоль силовых линий ( $v \sim c$ ) и эффективной длиной свободного пробега  $l$ , которая характеризует конфигурацию поля (в простейшем случае  $l$  есть размер области с квазиоднородным магнитным полем). Одно из возможных возражений против такой диффузионной модели состоит в том, что к. л. должны быть как бы «приклеены» к силовым линиям и не могут поэтому диффундировать во всех направлениях. Нужно, однако, учитывать существование дрейфа частиц, связанного с неоднородностью поля и приводящего к переходу к. л. с одних силовых линий на другие. Скорость дрейфа, происходящего в направлении, перпендикулярном к полю  $H$  и к

\*) Заметим, что при длине спирали даже в  $100 \text{ кпс} = 3 \cdot 10^{23} \text{ см}$  и существовании упорядоченного поля релятивистская частица, двигаясь вдоль силовых линий со скоростью  $v \sim 10^{10}$ , прошла бы через спираль всего примерно за  $3 \cdot 10^{13} \text{ сек} = 10^6 \text{ лет}$ .

\*\*) См. также *Примечание при корректуре III*.

направлению градиента  $\nabla H$ , по порядку величины равна

$$v_d \sim \frac{r}{L} v_{\perp}, \quad r = \frac{E \sin \theta}{300ZH}, \quad v_{\perp} = c \sin \theta, \quad (3,4)$$

где  $L$ —характерный размер неоднородности поля,  $r$ —радиус кривизны и  $\theta$ —угол между скоростью частицы и направлением поля (скорость, для простоты, считаем равной скорости света  $c$ , что неверно лишь для самых мягких к. л.). При  $E \sim 10^{10}$  эв,  $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$  э,  $\sin \theta \sim 1$  и  $Z \sim 1$ , радиус  $r \sim 10^{13}$  см и  $v_d \sim 10^3$  см/сек при  $v_{\perp} \sim 10^{10}$  и  $L \sim l \sim 30$  пс  $\simeq 10^{20}$  см; за время жизни  $T \sim 10^{17}$  сек частицы в этом случае переместятся из-за дрейфа примерно на 30 пс. Такое смещение хотя и невелико, но может привести к значительно большему эффекту перемешивания к. л. \*). Ситуация здесь аналогична имеющей место при небольшом изменении положения какой-либо молекулы в газе — такое перемещение радикально меняет дальнейшую судьбу данной молекулы, которая может оказаться в противоположной части сосуда, по сравнению с молекулой, не претерпевшей смещения. В силу сказанного, диффузионное приближение в случае гало все же может оказаться приближенно применимым (конечно, в предположении о хаотичности или слабой упорядоченности поля в гало). К тому же не следует забывать, что параметр  $l$  или, лучше, коэффициент диффузии  $D = lv/3$  имеет смысл некоторой эффективной величины и является в известных пределах свободным (он должен определяться из сравнения расчета с данными наблюдений). Поэтому для «открытых» рукавов (т. е. в случае правильности сделанного выше предположения о свободном обмене к. л. между рукавами и гало) в общем балансе к. л. в Галактике роль рукавов должна быть мала. Отдельные области внутри рукава (в частности, район солнечной системы) в такой картине мало чем отличаются от любых других областей с квазиоднородным полем. Разумеется, в пределах таких областей с размерами порядка длины свободного пробега не приходится говорить о диффузии, и движение к. л. упорядочено. Вместе с тем, конечно, распределение к. л. по направлениям и в однородном поле может полностью быть изотропным, как это и имеет место вблизи Земли. По крайней мере для частиц с высокой энергией этот факт нельзя связать с влиянием межпланетных магнитных полей \*\*) и он служит еще одним аргументом в пользу принятой модели. Действительно, если бы к. л. в рукавах были заметным образом изолированы от к. л. в гало, а поле в рукавах было квазиоднородным, то следовало бы ожидать заметной анизотропии к. л. по направлениям. Последнее, например, могло бы быть связано с тем, что частицы, движущиеся под малыми углами к полю, быстрее выходили бы из системы и таким образом в рукаве оставались преимущественно частицы, вращающиеся по кругу или по винтовой линии с небольшим шагом.

Все приведенные соображения, конечно, еще не доказывают справедливость диффузионной модели и вообще всей нарисованной картины. Но они, по нашему мнению, свидетельствуют не только о возможности

\*) В оценке роли дрейфа с точки зрения его эффективности, как перемешивающего механизма, мы несколько расходимся с Девисом<sup>109</sup>. Несомненно, в этом вопросе нельзя ограничиться приведенными соображениями и необходимо детальное исследование. Заметим также, что ряд данных свидетельствует в пользу значений  $l < 30$  пс и не исключено, что  $l \sim 3 \div 10$  пс (см. § 4, г). При  $L \sim l \sim 3$  пс путь проходимый из-за дрейфа за время  $T_p$  уже порядка 300 пс.

\*\*) Радиус солнечной системы  $\sim 10^{15}$  см и нет никаких оснований предполагать существование за этими пределами магнитных полей солнечного происхождения с напряженностью, большей  $10^{-8} \div 10^{-5}$  э. В то же время высокой степенью изотропии обладают к. л. с энергией, большей, скажем,  $3 \cdot 10^{13}$  эв, для которых радиус кривизны в поле  $H \sim 10^{-5}$  э больше  $10^{16}$  см.

такой модели, но и о ее известной вероятности. Более того, довольно трудно себе представить, чтобы диффузионный подход к рассмотрению к. л. в Галактике (в целом) мог приводить к существенным ошибкам качественного характера или был несправедлив для оценок\*). Другое дело, что при количественных расчетах, встречающихся при определении химического состава к. л., диффузионное приближение уже может оказаться недостаточным. К этому вопросу мы вернемся в § 4, г. Здесь же для оценки времени выхода частиц из Галактики  $T_v$  воспользуемся диффузионной моделью. В рамках этой модели к. л., образующиеся преимущественно вблизи галактической плоскости и галактического центра, диффундируют к границам гало. При этом в пренебрежении отражением полный поток на расстоянии  $R$  от центра порядка  $S_0 \sim D \frac{dN}{dr} 4\pi R^2 \sim 4v l N R$ , так как  $D = \frac{lv}{3}$  и  $\frac{dN}{dr} \sim \frac{N}{R}$  ( $N$ —концентрация к. л.). Полагая  $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ , скорость движения вдоль поля  $v \sim 10^{10}$ ,  $l \sim 310^{19} \div 3 \cdot 10^{20}$  и  $N \sim 10^{-10}$ , получаем  $S_0 \sim 10^{43} - 10^{44} \text{ сек}^{-1}$ . В пользу значения  $l \sim 10 \text{ пс} = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}$  ( $D \sim 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}$ ) свидетельствуют некоторые расчеты, использующие радиоастрономические данные <sup>60</sup>, в то время как сведения об облаках в гало и другие соображения приводят соответственно к оценкам  $l \sim 100 \text{ пс}$  и  $l < 75 \text{ пс}$  <sup>96</sup>. Т. о., несмотря на грубость оценки, имеются основания полагать, что поток  $S_0 > 10^{42}$ . В то же время полное число к. л. в Галактике  $NV \sim 10^{58} \div 10^{59}$ , что отвечает необходимости инжектировать для пополнения ядерных потерь  $\frac{NV}{T_p} \sim \frac{10^{58} \div 10^{59}}{10^{17}} \sim 10^{41} \div 10^{42} \text{ част./сек}$ . Таким образом при неучете отражения от галактических границ, по-видимому, имело бы место неравенство  $T_v < T_p$ . Поэтому из энергетических соображений желательно было бы ограничить выход к. л. в межгалактическое пространство. Сильное отражение имело бы место в случае «замкнутой модели», в которой Галактика представляет собой «клубок» силовых линий, а не систему с «открытым» магнитным полем. По некоторым оценкам (см. ниже) поле в межгалактическом пространстве  $H_{\text{МГ}} \sim 10^{-7} \div 10^{-8}$ ; поле в гало  $H \sim 3 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$ . Поэтому в закрытой модели из гало выходит лишь  $\sim 1\%$  силовых линий, что отвечает (в первом приближении) выходу  $\sim 1\%$  к. л., достигающих границы. В результате из гало выходит  $S \sim 10^{-2} \cdot S_0 \sim 10^{41} - 10^{42} \frac{\text{частиц}}{\text{сек}}$ , что вполне совместимо с оценкой полного времени жизни  $T \simeq T_p$ . Заметим, что в поле  $\sim 10^{-5}$  э радиус кривизны  $r \sim 10 \text{ пс} \ll l$  при энергии  $\varepsilon \sim 10^{17} \text{ эв/нукл.}$  и, следовательно, по крайней мере без учета дрейфа очень тяжелые ядра даже при  $E \sim 10^{19} \text{ эв}$  будут выходить из гало значительно медленнее, чем гибнуть за счет соударений.

Таким образом, если частицы с энергией  $E \leq 10^{19}$  являются тяжелыми ядрами, предположение об их галактическом происхождении не встречается с трудностями, по крайней мере в вопросе о «прозрачности» Галактики для частиц с достаточно высокой энергией.

Этот вывод, по-видимому, сохраняется и при учете выхода из системы под влиянием дрейфа в неоднородном магнитном поле <sup>102, 110</sup>. Скорость дрейфа определяется выражением (3,4). Выход частиц из-за дрейфа можно оценить как

$$S_d \sim v_d N' 4\pi R^2 \xi \sim \frac{10^2 \varepsilon R^2 N' \xi \sin^2 \theta}{HL} \quad (3,5)$$

Здесь  $N'$  — концентрация рассматриваемых частиц и  $\varepsilon$  — энергия (эв/нукл); множитель  $\xi \leq 1$  учитывает тот факт, что дрейф происходит перпен-

\*) Мы не имеем, конечно, в виду относительно небольших областей (и интервалов времени), в которых могут образоваться магнитные ловушки.

дикулярно полю и его градиенту и, следовательно, может и не выводить частиц из системы. За счет ядерных соударений в системе исчезает

$$S_n \sim \frac{4\pi}{3} \frac{R^3 N'}{T_n} \frac{\text{частиц}}{\text{сек}}$$
 и, следовательно,

$$\beta = \frac{S_d}{S_n} \sim 3 \cdot 10^8 \frac{\varepsilon T_n \xi \sin^2 \theta}{H R L}. \quad (3,6)$$

Максимальное возможное значение  $\beta$  достигается, практически, при  $\xi \sim 1$ ,  $\sin^2 \theta \sim 1$ ,  $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$  и  $L \sim l \sim 10^{20}$ , причем  $\beta_{\max} \sim 10^{-29} \varepsilon T_n$ ; для тяжелых ядер  $\beta_{\max} \sim 1$  при  $\varepsilon \sim 10^{13} - 10^{14}$  эв/нукл. Фактически, однако, по всей вероятности  $\xi \ll 1$  (в аксиальном поле, например в поле диполя,  $\xi = 0$ ; значение  $\xi$  может быть чрезвычайно малым и в более сложных полях, как об этом свидетельствует пример стелларатора). Не менее существенно, что характерный размер поля  $L$  в (3,5) — (3,6) относится к полю гало в целом и таким образом, скорее  $L \ll R \sim 5 \cdot 10^{22}$ . Полагая  $L \sim 10^{22}$  и  $\xi \sim 3 \cdot 10^{-2}$ ,  $\sin^2 \theta \sim \frac{1}{3}$ , получаем  $\beta \sim 10^{-33} \varepsilon T_n$  и для тяжелых ядер  $\beta \sim 1$  при  $\varepsilon \sim 10^{17} - 10^{18}$  эв/нукл, а для протонов  $\beta \sim 1$  при  $E \sim 10^{16}$  эв. Таким образом, выход за счет дрейфа может быть существен (при принятых значениях  $L$  и  $\xi$ ) только для протонов с  $E > 10^{16}$  эв.

Выше речь шла о «закрытой модели» Галактики, в которой отражение к. л. от галактических границ происходит с коэффициентом, близким к единице. Однако такая модель не может еще считаться подтвержденной данными наблюдений. В другом мыслимом случае — для «открытой модели» поле плавно спадает к его метагалактическому значению, а к. л. свободно диффундируют в метагалактическое пространство. При этом, как следует из приведенных оценок,  $T_v < T_p$  или даже  $T_v \ll T_p \sim 3 \cdot 10^9$  лет. В последнем случае время жизни к. л.  $T \simeq T_v \ll 3 \cdot 10^9$  лет и, например,  $T \sim 3 \cdot 10^8$  лет. В таком варианте, по сравнению с закрытой моделью, должно инжектироваться на порядок больше к. л. С энергетической точки зрения это еще вполне допустимо (см. § 4,а). Третья возможная модель — нестабильное гало с отражающими стенками. В отличие от «замкнутой модели», в этом случае гало неустойчиво<sup>101</sup> и при накоплении достаточного количества к. л. эти последние вырываются из системы в том или ином направлении, увлекая с собой и газ, и магнитное поле. Такая модель с точки зрения баланса количества и энергии к. л., видимо, близка к «открытой модели». Можно думать, что дальнейшие радиоастрономические исследования с приборами высокой угловой разрешающей силы приведут к известному прогрессу и в вопросе о характере перехода (границ) между галактиками и метагалактическим пространством. Интересно, что коэффициент отражения от галактических границ сильно влияет на химический состав к. л. Более того, и это оказалось несколько неожиданным, в рамках диффузионного приближения наблюдаемый химический состав к. л., по-видимому, вообще несовместим с «закрытой моделью» (см. § 4,г). Таким образом, выход к. л. из Галактики, возможно, весьма существен. Откладывая дальнейшее обсуждение этого вопроса до § 4,в, г, мы в остальных разделах для простоты будем проводить оценки мощности источников для «закрытой модели». Как уже упоминалось, переход к «открытой модели» приведет к увеличению мощности, вероятно, лишь на порядок. Это связано с тем, что в случае справедливости диффузионной картины, даже при отсутствии отражения от галактических границ, к. л. сравнительно медленно покидают систему (например,  $T \sim 3 \div 10 \cdot 10^8$  лет вместо  $T \sim 3 \cdot 10^9$  лет для «закрытой модели»).

Приведенная оценка роли дрейфа от модели по существу не зависит. Нужно только в открытой модели заменить в (3,6) время  $T_n$  на  $T$ , причем

$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_B} + \frac{1}{T_A}$ . Для протонов  $T_A \equiv T_p \sim 3 \cdot 10^9$  и при  $T_B \simeq T \sim 3 \cdot 10^8$  коэффициент  $\beta$  (см. (3,6)) уменьшается на порядок. Для тяжелых же ядер и в этом случае сделанная выше оценка  $\beta$  сохраняется.

г) О космических лучах метагалактического происхождения

Если бы весьма быстрый выход к. л. большой энергии из Галактики действительно осуществлялся при энергиях  $E > E_k \ll 10^{19}$  эв (энергия  $E_k$  отвечает значению  $\beta=1$ ), то в области  $E > E_k$  к. л. пришлось бы считать имеющими в основном метагалактическое происхождение. При этом можно ожидать «излома» в энергетическом спектре к. л. при энергии  $E \sim E_k$ . Вопрос о существовании такого «излома» неясен; кроме того, он мог бы быть размазанным, и, с другой стороны, оказаться связанным не с появлением метагалактических к. л., а с изменением химического состава галактических к. л. (см. § 1,б). Таким образом, положение в этом пункте остается неясным. Но во всяком случае в принятой модели космические лучи метагалактического происхождения или не играют никакой заметной роли, или ответственны практически только за частицы с  $E \gg E_k$ .

Если не касаться теорий происхождения к. л.<sup>4, 111</sup>, базирующихся на представлении стационарной (steady state) космологии\*), в метагалактическое пространство к. л. должны поступать из галактик. В среднем одна галактика приходится на объем  $3 \cdot 10^{73} \div 10^{75}$  см<sup>3</sup> (плотность галактик весьма неоднородна), причем наша Галактика принадлежит к числу средних по размерам. Примем для самой грубой оценки, что поток космических лучей из галактик в среднем на галактику не выше значения  $10^{42} - 10^{43}$  *част/сек*, отвечающего нашей Галактике. За время  $\sim 10^{10}$  лет такой поток приведет к плотности к. л. в Метагалактике  $N_{MG} \leq 10^{-13} \div 10^{-14}$  *част/см<sup>3</sup>* и средней плотности энергии  $\bar{\omega} \leq 10^{-3} - 10^{-4}$  эв/см<sup>3</sup>. Отсюда, если воспользоваться равенством  $\bar{\omega} = H_{MG}^2/8\pi$ , получаем поле  $H_{MG} \leq 5 \div 20 \cdot 10^{-8}$  (независимая оценка<sup>98</sup> приводит к значению  $H_{MG} \sim 10^{-7}$ ; вместе с тем в<sup>98</sup> для концентрации к. л. принимается значение, представляющееся неправдоподобно большим, поскольку плотность энергии к. л. будет примерно на два порядка превышать плотность энергии поля).

Заметим, что в условиях, когда метагалактическое поле значительно слабее галактического, проникновение к. л. в Галактику сильно затруднено. В галактической модели с «границей» это сразу же ясно из сказанного в § 3,б. Но сделанное утверждение сохраняется и при отсутствии «границы» — в этом случае частицы, движущиеся под не слишком малыми углами  $\theta$  к полю, будут отражаться от области с более сильным полем в связи с сохранением адиабатического инварианта (см. формулу (3,11)).

\*) Судьба подобных космологических теорий должна, разумеется, решаться в первую очередь на основе астрофизических соображений и данных, не имеющих отношения к проблеме происхождения к. л. Кроме того, соответствующие теории происхождения к. л. недостаточно развиты, а наиболее конкретная из них<sup>111</sup> встречается с рядом трудностей, проанализированных В. А. Разиным. Так, в<sup>111</sup> принимается, что плотность энергии к. л. в Метагалактике  $\bar{\omega} \sim 1$  эв/см<sup>3</sup>, откуда в равновесии магнитное поле  $H \sim \sqrt{8\pi\bar{\omega}} \sim 5 \cdot 10^{-6}$  э. Существование такого поля противоречит радиоастрономическим данным, и в то же время скорее  $\frac{H^2}{8\pi} > \bar{\omega}$ , а не наоборот. Далее в<sup>111</sup> не учтено, что при расширении системы обычно используемая формула для изменения энергии при статистическом ускорении неверна и нужно учитывать замедление частиц из-за расширения (см.<sup>112</sup> и уравнение (3,8) ниже).

В связи с обсуждением возможной роли к. л. метагалактического происхождения нужно подчеркнуть важный момент: в рамках эволюционной космологии, даже без учета эффекта «разбегания» галактик, к нам могут прийти к. л. лишь из весьма ограниченной области Метагалактики. Действительно, за время существования галактик  $T_{\text{МГ}} \sim T_{\text{Г}} \sim 10^{10}$  лет, в предположении о диффузионном характере движения к. л., они пройдут расстояние

$$R_{\text{max}} \sim \sqrt{2DT_{\text{МГ}}} = \sqrt{\frac{2}{3}lvT_{\text{МГ}}} \sim 5 \cdot 10^{13} \sqrt{l} \text{ см} \quad (3,7)$$

(скорость движения к. л. вдоль поля  $v \sim 10^{10}$  см/сек). Даже в метагалактическом поле  $H_{\text{МГ}} \sim 10^{-8}$  (при  $Z=1$ ,  $\sin \theta \sim 1/3$  и  $E \sim 10^{18}$  эв) радиус кривизны  $r = E \sin \theta / 300H \sim 10^5 E \sim 10^{23}$  см. В то же время среднее расстояние между галактиками составляет  $3 \div 10 \cdot 10^{24}$  см и характерный масштаб квазиоднородности метагалактического поля, вероятно, не больше  $10^{25}$  см. Поэтому использование формулы (3,7) оправдано, причем  $R_{\text{max}} \sim 5 \div 15 \cdot 10^{25}$  см  $\simeq 2 \div 5 \cdot 10^7$  пс (при  $l \sim 10^{24} \div 10^{25}$ ). При учете изменения расстояния между галактиками со временем эта грубая оценка существенно не изменяется, так как на более ранних стадиях меньше не только расстояние  $R$ , но и длина свободного пробега  $l$ . К тому же уже сам по себе учет «разбегания» галактик, приводящего к известному красному смещению линий в их спектрах, также приводит к ограниченности расстояния, с которого к. л. могут приходиться в Галактику. Этот вывод связан просто с тем, что при удалении источника частиц со скоростью, большей скорости диффузии, поток частиц резко уменьшается. Для оценки, как и в <sup>113</sup>, пренебрежем изменением эффективной длины свободного пробега со временем, т. е. положим  $R = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2}{3}lvT}$ , откуда скорость диффузии  $\left(\frac{dR}{dt}\right)_D = \frac{lv}{3R}$ . В то же время расстояние до галактик из-за «разбегания» изменяется по закону  $(\frac{dR}{dt})_{\text{МГ}} = HR$ ,  $H \sim 1/T_{\text{МГ}}$ , где  $H$  — постоянная Хевбла. Из условия  $(\frac{dR}{dt})_D \sim (\frac{dR}{dt})_{\text{МГ}}$  приходим к оценке максимального радиуса  $R_{\text{max}} \sim \sqrt{\frac{lv}{3}T_{\text{МГ}}}$ ; эта оценка совпадает с (3,7), так как небольшое различие в численном множителе лежит за пределами точности расчета. Итак, к. л. могут достичь Галактики, по-видимому, только с расстояний, меньших примерно  $2 \div 5 \cdot 10^7$  пс, что в десятки раз меньше радиуса наблюдаемой в сильнейший телескоп части Метагалактики.

В объеме с радиусом  $R \ll R_{\text{max}} \sim 10^{26}$  см находится  $\sim 10^4$  галактик, которые изучены значительно лучше, чем более отдаленные системы. Радиоисточник Лебедь А находится на расстоянии  $\geq 10^8$  пс  $> R_{\text{max}}$ . Расстояние до трех мощных источников Дева А, Центавр А и Печь А (см. табл. IV) меньше  $R_{\text{max}}$ , но других сравнимых по энерговыделению источников в этой области уже, по-видимому, нет\*). Даже считая, что энергия космических лучей в каждом из названных источников в  $10^3$  раза выше энергии к. л. в Галактике, приходим к выводу об их сравнительно малой роли с точки зрения определения плотности метагалактических к. л. Другими словами, сделанная выше оценка плотности энергии к. л. вне Галактики при учете мощных источников не изменится.

Более существенным представляется другой момент: относительно небольшое значение  $R_{\text{max}}$  и малочисленность мощных объектов позволяет

\*) К этому нужно добавить, что характерный «выброс», указывающий на существование особенно сильных полей и электронов высокой энергии, наблюдается только у Девы А и отсутствует даже у двух других указанных мощных источников.

сомневаться в возможности получить сколько-нибудь значительный поток к. л. с энергиями, существенно большими тех, которые еще могут быть получены в нормальных галактиках, например, в результате вспышек сверхновых звезд. К этому нужно добавить, что ускорение статистического типа в межгалактическом пространстве в эволюционной космологической модели оказывается неэффективным. Действительно, при статистическом механизме ускорения релятивистских частиц:

$$\frac{dE}{dt} = (\alpha_1 + \alpha_2) E, \quad \alpha_1 \sim \frac{u^2 v}{c^2 l}, \quad \alpha_2 \sim -\frac{Vv^2}{Rc^2}, \quad (3,8)$$

где  $u$  — скорость хаотических движений,  $v$  — скорость движения вдоль поля и  $\frac{V}{R}$  — отношение скорости расширения оболочки к ее радиусу (см. <sup>112</sup> и<sup>1</sup>); в случае Метагалактики

$$\frac{V}{R} \simeq H \sim \frac{1}{T_{\text{МГ}}} \sim 3 \cdot 10^{-18} \text{ сек}^{-1}.$$

При  $u \sim 3 \cdot 10^7$ ,  $v \sim c$  и  $l \sim 3 \cdot 10^{24}$ :  $\alpha_1 \sim 10^{-20} < |\alpha_2|$  и  $\alpha_1 + \alpha_2 < 0$ , т. е. вообще имеет место замедление, а не ускорение (конечно, за время  $t < T_{\text{МГ}}$  влияние этого замедления мало существенно; малость величины  $\alpha_1$  еще раньше отмечалась в <sup>114</sup>). Поэтому об ускорении может идти речь только в применении к скоплениям галактик<sup>115</sup>. Пренебрегая для скоплений членом  $\alpha_2 E$  (повидимому, это законно, в противном случае ускорение еще меньше или же заменяется замедлением) для локальной группы галактик, включающей нашу Галактику, получаем  $\alpha_1 \lesssim 10^{-20} \div 10^{-21}$  (при  $u \sim 10^7$  и  $l \sim 10^{24}$ ). Для скопления галактик в Коме в <sup>115</sup> приняты значения  $u \sim 2 \cdot 10^8$ ,  $l \sim 3 \cdot 10^{22}$  и, следовательно,  $\alpha_1 \sim 4 \cdot 10^{-17}$ . Это значит, что за время порядка  $T_{\text{МГ}}$  энергия частиц возрастает в  $e^{\alpha T_{\text{МГ}}} \sim 10^5$  раз. Фактически, однако, принятое значение  $l$  кажется заниженным и, скорее, нужно положить по крайней мере  $l \sim 10^{23}$ ,  $v \sim 10^{10}$  и  $\alpha_1 \sim 4 \cdot 10^{-18}$ ,  $e^{\alpha T_{\text{МГ}}} \sim 1$ . Главное же скопление в Коме находится на расстоянии около  $7 \cdot 10^7 \text{ пс} > R_{\text{max}} \sim 2 \div 5 \cdot 10^7 \text{ пс}$  и является исключительным по своим характеристикам (во всяком случае, на более близком расстоянии нет скоплений, сравнимых в смысле возможной эффективности ускорения <sup>116</sup>). Можно, таким образом, заключить, что и скопления галактик, расположенные на расстоянии  $R \lesssim R_{\text{max}}$ , вероятно, не могут сколько-нибудь заметным образом ускорить к. л. Итак, только несколько исключительных источников (в первую очередь, Дева А) способны внести в метагалактические к. л. в районе нашей галактики вклад, качественно отличный от вклада нормальных галактик. Но отсюда опять следует вывод о незначительности роли метагалактических к. л. в Галактике.

Что же касается частиц с энергией  $\epsilon > 10^{17} \text{ эв/нукл}$  ( $E > 10^{18} \div 10^{19} \text{ эв}$  для ядер), которые действительно весьма трудно ускорить в Галактике (см. § 4,б), то о них нужно заметить следующее. Во-первых, неизвестно, существуют ли такие частицы (их существование было доказано, если бы наблюдаемые частицы с  $E \sim 10^{18} \div 10^{19}$  заведомо были бы протонами). Во-вторых, очень трудно себе представить, чтобы метагалактические частицы с  $\epsilon > 10^{17} \text{ эв/нукл}$ , образующиеся лишь в исключительных источниках, присутствовали как раз в таком же количестве, которое отвечает экстраполяции спектра галактических к. л. (другими словами, появление заметной метагалактической компоненты должно, вероятно, обязательно сопровождаться «изломом» спектра). В-третьих, даже при учете метагалактической компоненты и самых мощных известных источников вполне возможен практически обрыв спектра к. л. при  $E \sim 10^{19} \div 10^{21} \text{ эв}$ .

Выше, правда, игнорировалась возможность того, что к. л. образовались в метагалактическом пространстве на ранней стадии, когда форми-

ровались галактики или несколько раньше. Поскольку сейчас концентрация газа между галактиками  $\bar{n} \lesssim 10^{-4}$ , даже тяжелые ядра в составе метагалактических к. л. не успеют распасться за время  $T_{\text{МГ}} \sim 10^{10}$  лет. Однако, если бы плотность к. л. между галактиками была большой ( $\bar{\omega} \sim 1 \text{ эв/см}^3$ ), там следовало бы ожидать появления относительно сильного магнитного поля, что приводило бы, вообще говоря, к недопустимо большой интенсивности метагалактического радиоизлучения. Кроме того, в этом случае в метагалактическом пространстве была бы сконцентрирована колоссальная энергия. Если же в метагалактических к. л., возникших на ранней стадии, средняя плотность энергии достаточно мала, то их вклад не изменил бы картины, о которой была речь выше (при этом, однако, трудно сделать какие-либо определенные заключения о максимальной энергии к. л.). С другой стороны, нам неизвестны убедительные аргументы, позволяющие сделать вывод о высокой эффективности ускорения (с учетом временного фактора) на ранних стадиях. Таким образом, в этом пункте имеется неясность, устранить которую можно будет только в случае существенного уточнения имеющихся космологических представлений<sup>116</sup>.

Нужно вместе с тем иметь в виду, что по современным представлениям ядра (особенно тяжелые ядра) образуются в звездах (см., например, <sup>116a,141</sup>). Отсюда следует, что основная часть к. л. в Галактике, связанная с ускорением ядер (см. §§ 1,а и 4,г), все равно не может возникнуть при ускорении частиц в период, предшествовавший образованию галактик и звезд.

#### д) Происхождение электронной компоненты космических лучей

Релятивистские электроны, образующие электронную компоненту к. л. в Галактике, могут поступать в межзвездное пространство из первичных источников к. л. (в первую очередь из оболочек сверхновых звезд) или образовываться непосредственно в межзвездной среде. В последнем случае (при вторичном происхождении) электроны рождаются в результате  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распада  $\pi$ -мезонов, возникающих при ядерных соударениях к. л. с ядрами межзвездного газа\*). Примем, что в электроны (и позитроны) переходит 5% энергии первичного нуклона <sup>105</sup> (в <sup>1</sup> принято значение 2,5 ÷ ÷ 7,5% для одного соударения и 5 ÷ 15% от полной энергии протонов, входящих из состава к. л.). Тогда всего в Галактике в электроны переходит (см. (3,3)):

$$U_e \sim 5 \cdot 10^{-2} U \sim 5 \cdot 10^{-2} (10^{39} \div 10^{40}) \sim 5 (10^{37} \div 10^{38}) \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}. \quad (3,9)$$

В то же время из радиоастрономических данных следует, что электроны теряют в Галактике на радиоизлучение  $10^{38} \div 10^{39}$  эрг/сек (см.<sup>1</sup>, формула (3,43) при  $V \sim 10^{68} \div 10^{69}$ ); по другой, более прямой оценке (<sup>4</sup> стр. 424) электроны теряют  $\sim 3 \cdot 10^{38}$  эрг/сек. Таким образом, радиоизлучающие электроны действительно могут быть вторичными, но, по-видимому, только при принятом значении средней концентрации газа на пути к. л.  $\bar{n} \sim 10^{-2}$  или даже  $\bar{n} > 10^{-2}$ . При  $\bar{n} \sim 10^{-3}$  вторичных электронов было бы минимум в 5 ÷ 10 раз меньше, чем нужно для объяснения общего галактического радиоизлучения. Напротив, если из независимых соображений было бы доказано, что  $\bar{n} \simeq 10^{-2}$ , то это обстоятельство явилось бы сильным аргу-

\*) Электроны, образующиеся при  $\beta$ -распаде нейтронов и нестабильных ядер, имеют скорости, примерно равные скорости этих нейтронов и ядер. Поэтому для основной части к. л. энергия  $\beta$ -электронов  $E \ll 10^3$  эв, т. е. лежит вне интересующего нас в случае общего галактического радиоизлучения интервала энергий  $E \gtrsim 10^8$  эв

ментом в пользу вторичного происхождения электронов (правда, такой аргумент не мог бы быть решающим в силу неточности оценки мощности  $U_e$ : как ясно из (3,9), даже при  $\bar{n} = 10^{-2}$  значение  $U_e$  еще может оказаться примерно в 6 раз меньше излучаемой мощности, равной  $\sim 3 \cdot 10^{38}$  эрг/сек).

Энергия радиоизлучающих электронов, если иметь в виду только сбалансирования баланса, вполне может пополняться также за счет первичных источников. Так, приведенные в <sup>1</sup> оценки показывают, что одни сверхновые обеспечивают появление релятивистских электронов со средней мощностью  $10^{36} - 10^{39}$  эрг/сек. Возникает важная задача выбора между двумя имеющимися возможностями, поскольку мало вероятно, что первичные и вторичные частицы играют примерно одинаковую роль (в принципе, конечно, не исключена и такая возможность).

Ответ на вопрос о происхождении электронов, если не говорить об уточнении использованных выше значений мощности и концентрации газа  $\bar{n}$ , можно искать в трех направлениях. Во-первых, вторичная электронная компонента должна примерно в равном количестве состоять из электронов и позитронов. В то же время из оболочек сверхновых могли бы выходить только электроны; так будет, если они образуются в оболочках не в результате ядерных соударений. Следовательно, обнаружение в составе первичной электронной компоненты к. л. у Земли одних электронов (т. е. отсутствие позитронов) вполне определенно свидетельствовало бы против предположения о вторичном их происхождении. К сожалению, электроны в первичных к. л. ( $E > 10^9$  эв) вообще не обнаружены, хотя измерение их потока очень важно и с точки зрения возможного уточнения оценок этого потока, производимых на основе радиоастрономических данных (см. <sup>1</sup>). Использование искусственных спутников Земли и космических ракет открывает, очевидно, новые возможности для постановки обсуждаемых измерений потока электронов у Земли и в солнечной системе.

Решение вопроса о происхождении галактических радиоизлучающих электронов можно, во-вторых, искать на пути изучения условий выхода электронов из источников и характера их движения в межзвездных магнитных полях. Как известно, в поле, достаточно медленно изменяющемся во времени и в пространстве, движение частицы происходит с сохранением адиабатического инварианта

$$\frac{p_{\perp}^2}{H} = \frac{p^2 \sin^2 \theta}{H} = \text{const}, \quad (3.10)$$

где  $p_{\perp}$  — перпендикулярная  $\mathbf{H}$  слагающая импульса частицы  $\mathbf{p}$  и  $\theta$  — угол между  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{H}$ .

Если изменением поля во времени можно пренебречь, то  $p = \text{const}$  и (3,10) принимает вид

$$\frac{\sin^2 \theta}{H} = \text{const}. \quad (3.11)$$

Изменение энергии частиц при их блуждании в Галактике, согласно приведенным в <sup>1</sup> оценкам, весьма мало\*). То же можно, по-видимому, сказать об изменении энергии при выходе из оболочек сверхновых, по крайней мере в период, предшествующий их сильному расширению и размыванию. Принимая поэтому закон сохранения (3,11), видим, что при переходе из области с сильным полем в область со слабым полем угол  $\theta$  уменьшается. Именно такова ситуация при выходе частиц из оболочек, где  $H \sim 10^{-3} - 10^{-4}$  э

\*) Учет сильного затухания магнитогидродинамических волн в межзвездной среде <sup>117-119</sup> еще больше укрепляет уверенность в том, что эффективное статистическое ускорение частиц может происходить только в областях типа оболочек сверхновых звезд или звездных атмосфер.

в межзвездное пространство с  $H \sim 3 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$  э. Поэтому, если даже в оболочках  $\sin^2 \theta \sim 1$ , то для вышедших частиц  $\sin^2 \theta \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ . Радиоизлучающая способность, в свою очередь, зависит от  $\sin \theta$ , и, конкретно,  $I_{\nu} = \text{const } H_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} = \text{const } H^{\frac{\gamma+1}{2}} (\sin \theta)^{\frac{\gamma+1}{2}}$  (см. (2,4) и <sup>1</sup>). При  $\gamma = 2,4$  и сохранении инварианта (3,11) это означает, что интенсивность излучения пропорциональна  $(\sin \theta)^{\frac{3}{2}(\gamma+1)} = (\sin \theta)^{5,1}$  или при заданном поле  $H$  пропорциональна  $(\sin \theta)^{\frac{\gamma+1}{2}} = \sin(\theta)^{1,7}$ . Отсюда следует <sup>120</sup>, что при сохранении адиабатического инварианта в межзвездном пространстве и первичной природе излучающих электронов их число должно быть на один-два порядка больше принятого в <sup>1</sup>. Но в <sup>1</sup> концентрация электронов с энергией, большей  $10^9$  эв, оценивалась значением  $N_e(E > 10^9) \sim 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3$  при  $H_{\perp} \sim H \sim 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-6}$ . Если же  $H_{\perp} = H \sin \theta \sim 10^{-6} \div 3 \cdot 10^{-7}$ , то  $N_e(E > 10^9) \sim 3 \cdot 10^{-12} \div 3 \cdot 10^{-11}$ , в то время как у Земли  $N_e(E > 10^9) < 10^{-12}$  (ситуация аналогична и при оценке  $N_e$  для диска; см. <sup>91</sup> и § 2,6). Из энергетических соображений существенное увеличение концентрации электронной компоненты к. л. также нежелательно. Таким образом, при сохранении адиабатического инварианта (3, 11) предположение о первичной природе галактических электронов сталкивается с несомненной трудностью. К сожалению, как раз вопрос о сохранении инварианта (3,11) при блуждании к. л. в Галактике остается неясным. Поскольку радиус кривизны  $r = \frac{E \sin \theta}{300 H}$  для основной массы к. л. весьма мал (например, даже при  $E \sim 10^{10}$ ,  $\sin \theta \sim 1$  и  $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ , радиус  $r \sim 10^{13}$  см), изменение адиабатического инварианта возможно только при пересечении к. л. фронтов магнитогидродинамических ударных волн \*). Ширина таких фронтов, по-видимому, порядка радиуса кривизны траекторий протонов межзвездной среды, т. е. значительно меньше радиуса кривизны к. л. Однако еще недостаточно ясно, как изменяется угол  $\theta$  при прохождении быстрой частицы через фронты магнитогидродинамических волн различных типов. Далее, неясно, сколько и каких фронтов приходится встречать частицам космических лучей. Поэтому только после уточнения этих моментов можно будет оценить роль магнитогидродинамических волн, как механизма, «размешивающего» к. л. по углу  $\theta$ . В случае слабой эффективности этого механизма нужно считаться с тем, что первичные частицы (протоны, ядра и электроны, вышедшие из источников) движутся под углами  $\theta \ll 1$ . При  $\theta \ll 1$  проникновение частиц в области с более сильным полем облегчается, а скорость дрейфа (3,4) уменьшается. Несомненно, уточнение характера движения к. л. в галактических магнитных полях (см. § 3,в) должно проводиться с учетом сделанных замечаний о роли соотношения (3, 11).

\*) Адиабатический инвариант изменяется также при ядерных соударениях к. л., а для электронов — при тормозном излучении. При магнитотормозном излучении релятивистских электронов сила трения направлена по импульсу и таким образом угол  $\theta$  практически не изменяется.

Вторичные электроны, возникающие в конечном счете за счет ядерных соударений, при больших энергиях движутся в основном в направлении налетающей частицы. Однако для частиц с энергией  $\varepsilon \sim 10^9 \div 10^{10}$  эв/нукл., которые и порождают основное число радиоизлучающих электронов с энергией  $10^8 \div 10^9$  эв, по-видимому, можно считать, что вторичные электроны более или менее равномерно распределены по углам  $\theta$  вне зависимости от углового распределения первичных протонов и ядер.

Подчеркнем также еще раз, что использование инварианта (3,11) предполагает неизменность энергии частиц. В применении к расширяющимся оболочкам это предположение, вообще говоря, неверно. В этой связи, если речь идет о частицах, покидающих оболочку на поздних стадиях, уменьшение  $\sin \theta$  может не иметь места в силу компенсации в (3,10) уменьшения  $H$  за счет уменьшения импульса  $p$ .

Третья возможность выяснения происхождения галактических электронов связана с использованием радиоастрономических данных<sup>67, 96, 102</sup>. Вторичные электроны образуются и в «диске», и в гало и поэтому их энергетический спектр, а значит и радиоспектр, должны быть примерно одинаковыми в гало и в «диске». Первичные же электроны попадают в гало из спирали и центральных областей Галактики и по дороге теряют энергию. В результате, в последнем случае можно было бы ожидать известного изменения спектра радиоизлучения при переходе от центра к периферии Галактики. Насколько известно, таких изменений нет, но и точность измерений и характер расчетов здесь еще не позволяют сделать далеко идущие выводы\*).

То же можно сказать в отношении попытки заключить о вторичном происхождении межзвездных электронов на основании близости спектров общего галактического излучения и излучения большинства дискретных источников (4, стр. 421). Если электроны в оболочках сверхновых и в межзвездном пространстве образовались на первых этапах взрыва, но одни «запутались» в оболочке, а другие тогда же вышли из нее, то близость спектров и следует ожидать. Напротив, если электроны выходят из оболочки только после ее размывания со спектром  $N_{e_0}(E) = K_0 E^{-\gamma_0}$ , то после достаточно длительного блуждания в межзвездном пространстве они будут иметь спектр  $N_e(E) = KE^{-\gamma}$ , где  $\gamma = \gamma_0 + 1$ . В общем случае, когда выход частиц из оболочек происходит все время, будут, естественно, получаться промежуточные результаты. Нужно учесть также, что напряженность поля в оболочках и в межзвездном пространстве различна, вследствие чего за излучение данной частоты будут в обоих случаях ответственны электроны разных энергий. По всем этим причинам нам и представляется сейчас невозможным из близости спектров источников и общего галактического излучения сделать вывод о вторичной природе электронов в гало. Можно надеяться, что дальнейшие радиоастрономические наблюдения (изучение спектров в зависимости от координат в широком диапазоне частот) позволят решить эту проблему.

Итак, вопрос о происхождении основной доли радиоизлучающих электронов в Галактике остается открытым. Вместе с тем, для его решения имеются реальные пути. Если предварительно оценить имеющиеся данные, то, как нам сейчас представляется (в отличие от сказанного в 4, стр. 431), более вероятно предположение о вторичном происхождении электронов\*\*).

#### § 4. ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ. МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ И ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

##### а) Источники космических лучей

Одним из моментов, который много дискутируется и вызывает существенные разногласия, является вопрос об источниках космических лучей. Здесь можно выделить две основные точки зрения:

1. Источниками к. л. в Галактике являются в основном сверхновые и, возможно, новые звезды. Космические лучи метагалактического происхождения могут не играть, практически, никакой роли, а если они существуют, то только в области самых высоких энергий  $\epsilon \gtrsim 10^{17}$  эв/нукл.

\*) Нужно иметь в виду, что и вторичные электроны образуют в большей своей части в диске и центральной области, где плотность газа выше средней плотности для всей системы.

\*\*) Заметим, что приведенная оценка (3,9) не изменяется и в том случае, если существует выход к. л. из Галактики. При этом, однако, под  $U \sim 10^{39} \div 10^{40}$  по-прежнему понимается энергия, теряемая в единицу времени в результате ядерных соударений.

Космические лучи, образующиеся на Солнце и на звездах, являются в основном мягкими и в общем энергетическом балансе, а также в общем потоке к. л. у Земли играют второстепенную роль. Такова позиция, изложенная в <sup>1</sup> (см. также <sup>58, 59, 91, 102, 110</sup>).

2. Существенны самые различные источники космических лучей, хотя в отдельных энергетических интервалах преимущественную роль могут играть источники одного типа. Так, согласно Кокони <sup>114</sup>, к. л. с энергией  $E \gtrsim 10^{15}$  эв имеют метагалактическое происхождение, частицы же с энергией  $E < 10^{15}$  ускоряются как на звездах, так и в результате вспышек сверхновых и новых звезд; при этом невспыхивающие звезды дают частицы с энергией  $E \lesssim 10^{12}$  эв. Подобную «иерархическую теорию» особенно последовательно защищает Моррисон<sup>3</sup>, который предполагает, кроме того, что источники к. л. в гало и в галактической спирали в значительной мере различны. Последнее заключение связано с допущением известной изолированности спирали от гало (в <sup>3</sup> говорится о спирали и гало, как о разных «областях захвата»).

Нам хотелось бы раньше всего подчеркнуть, что различие между обеими точками зрения в известной мере является только количественным и, главное, это различие мало существенно для решения ряда других проблем теории происхождения к. л. Вместе с тем, конечно, вопрос об источниках весьма важен и мы сделаем в этой связи несколько замечаний.

Существование механизмов, ускоряющих к. л., можно считать установленным на Солнце, в оболочках сверхновых звезд и в некоторых внегалактических туманностях (Лебедь А, Дева А и др.). Аналогия со сверхновыми звездами, а также некоторые особенности спектра новых <sup>121</sup>, делают вероятной высокую эффективность ускорения частиц при вспышках новых звезд, как это предполагалось уже давно (см. <sup>58, 59, 64</sup> и <sup>1</sup>). Далее, появление к. л. в результате процессов, происходящих на такой относительно спокойной звезде, как Солнце, дает все основания полагать, что к. л. образуются и на большинстве других звезд. По ряду соображений можно думать при этом, что эффективность генерации к. л. особенно велика для звезд типа Т-Тельца и аналогичных, для красных гигантов и магнитных звезд. Однако только в отношении звезд типа Т-Тельца и UV-Кита имеются основанные на наблюдениях аргументы, позволяющие предполагать, что большое количество релятивистских частиц действительно образуется в определенные активные периоды. Дело в том, что у этих звезд появляется явно неравновесное излучение с непрерывным спектром, которое связывается с магнитотормозным излучением релятивистских электронов <sup>121</sup>. Если бы наблюдаемое излучение было сильно поляризовано, то его связь с магнитотормозным излучением, практически, не вызвала бы сомнений. Указания на существование такой поляризации имеются, но в последнее время здесь появились серьезные сомнения. Поэтому, насколько мы можем судить, чрезвычайно высокая эффективность ускорения частиц для звезд типа Т-Тельца не может еще считаться доказанной.

Более существен другой момент. Даже, если допустить, что различные нестационарные звезды весьма эффективно ускоряют частицы, это само по себе еще не свидетельствует в пользу предположения об отсутствии каких-то выделенных, главных источников к. л. Действительно, средняя мощность Солнца, как источника космических лучей (с  $\epsilon_k > 10^9$  эв/нукл) не превосходит  $10^{21} \div 10^{22}$  эрг/сек, между тем как всего в Галактике в к. л. должно переходить  $10^{39} \div 10^{40}$  эрг/сек (см. (3,3)). Поэтому, как уже неоднократно отмечалось (см., например, <sup>1</sup>), даже примерно все  $10^{11}$  звезд в Галактике, если бы они излучали, как Солнце, поставляли бы в к. л. в  $10^6 \div 10^7$  раз меньшую энергию, чем нужно для поддержания квазистационарного состояния. Что же касается особых очень активных звезд,

то их должно быть существенно меньше, чем всех звезд. Например, даже относительно весьма распространенных магнитных звезд в Галактике имеется около  $10^9$ , т. е. их число составляет примерно процент от общего числа звезд <sup>122</sup>. Поле на таких звездах сильнее солнечного на фактор порядка  $10^3$ . Поэтому магнитная энергия больше солнечной примерно в  $10^6$  раз и можно думать, что активность звезды, как источника к. л., превосходит солнечную тоже не более чем в  $10^6$  раз. Но для  $10^9$  звезд это отвечает мощности  $10^{36} \div 10^{37}$  эрг/сек. Конечно, эта оценка не может претендовать на доказательную силу, но мы не видим особых оснований ожидать большего энерговыделения, в то время как меньшая эффективность ускорения для магнитных звезд вполне возможна. Звезды типа *T*-Тельца (<sup>121</sup> и частное сообщение И. М. Гордона) являются источниками релятивистских электронов со средней мощностью  $10^{33} \div 10^{34}$  эрг/сек. В Галактике число таких звезд, находящихся в активном состоянии, согласно <sup>123</sup>, равно  $5 \cdot 10^4$ . Отсюда приходим к энерговыделению  $10^{38} - 10^{39}$  эрг/сек. Чтобы показать, насколько велика такая мощность, напомним, что полная мощность светового излучения Солнца составляет  $3,86 \cdot 10^{33}$  эрг/сек. Тепловое излучение более холодных звезд типа *T*-Тельца меньше солнечного и таким образом генерация к. л. (с переходом в них  $10^{33} \div 10^{34}$  эрг/сек) будет по мощности превосходить все тепловое излучение. Далее, если даже мощность источников быстрых электронов действительно такова, то еще неясно, какая энергия будет переходить в интересующие нас нуклоны с  $\epsilon \geq 10^9$  эв/нукл. Естественно считать, что эта энергия должна составлять лишь небольшую часть общего энерговыделения. Но тогда либо мощность испускания нуклонов с энергией  $\epsilon_k \geq 10^9$  эв/нукл значительно меньше, чем  $10^{33} \div 10^{34}$  эрг/сек, либо общее энерговыделение в космические лучи еще существенно выше приведенного и без того крайне высокого значения  $10^{33} \div 10^{34}$  эрг/сек.

Подобная аргументация приводит нас к заключению, что различные нестационарные звезды, по всей вероятности, никак не должны отдавать к. л. (с  $\epsilon_k \geq 10^9$  эв/нукл) более чем  $10^{36} \div 10^{37}$  эрг/сек. Скорее же соответствующее энерговыделение еще меньше, т. е. на несколько порядков меньше необходимой мощности  $10^{39} \div 10^{40}$  эрг/сек. Нужно отметить, что и Моррисон принимает <sup>3</sup> для энерговыделения невзрывающихся звезд в области галактической спирали значение  $10^{35}$  эрг/сек. Но такой вклад может быть существен только в случае известной изолированности спирали, которая представляется нам не имеющей места в действительности (см. § 2, б).

Отметим также, что к. л., образующиеся на Солнце, имеют энергетический спектр  $N(\epsilon_k) = K\epsilon_k^{-\gamma}$  с  $\gamma = 5 \div 6$ ; такой спектр к. л., образующихся на Солнце, даже независимо от соображений энергетического характера, еще совсем не свидетельствует в пользу предположения об ускорении к. л. в основном на невзрывающихся звездах. Кроме того, неизвестно, содержат ли солнечные к. л. заметное количество ядер.

Аргументы в пользу того, что сверхновые и, возможно, новые звезды вполне могут обеспечить переход в к. л.  $10^{39} \div 10^{40}$  эрг/сек, уже были приведены в <sup>1</sup>. Ограничимся здесь замечанием, что новые данные лишь укрепляют этот вывод. Так, источник Кассиопея *A* оказался расположенным на расстоянии порядка 3000 пс и его мощность в  $60 \div 70$  раз выше принятой в <sup>1</sup>. Оценки средней мощности внегалактических сверхновых также сильно возросли в связи с происшедшим увеличением астрономической шкалы расстояний. Полное энерговыделение ряда сверхновых превосходило  $10^{50}$  эрг (см. также <sup>92</sup>), в то время как мощность  $10^{40}$  эрг/сек получается при вспышке в Галактике в среднем одной сверхновой раз в  $30 \div 100$  лет с переходом в к. л.  $1 \div 3 \cdot 10^{49}$  эрг. Возможность такой и даже еще большей эффективности подтверждается радиоастрономическими данными

(см.<sup>1</sup> и табл. IV в § 2,б). Если же магнитотормозную природу имеет все излучение сверхновых и новых звезд даже во время самой их вспышки <sup>121</sup>, то переход значительной доли энергии взрыва в энергию к. л. представляется почти неизбежным. Отметим, наконец, что к. л. с энергией  $E > 10^{12}$  эв считаются образующимися в результате вспышек сверхновых звезд и в «иерархической схеме»<sup>3</sup>. Но химический состав, а также условия инъекции и ускорения к. л. в оболочках сверхновых и для невзрывающихся звезд, по всей вероятности, весьма различны. Поэтому в рамках иерархической схемы следовало бы ожидать существенного изменения и энергетического спектра и химического состава к. л. при некоторой энергии  $E \sim 10^{12}$  эв. Насколько известно, подобные изменения отсутствуют (см. § 1). Правда, в отношении химического состава данных еще недостаточно, а плавность энергетического спектра еще не доказывает, что имеются лишь источники преимущественно одного типа\*). Но для отказа от представлений о доминирующей роли сверхновых звезд в пользу иерархической схемы нужно, очевидно, нечто большее, чем только возможность с известной натяжкой свести концы с концами. Например, если бы при  $E > 10^{12}$  эв спектр по энергиям или зарядам заметно изменялся, то это, по крайней мере, было бы более естественным в случае источников двух типов. Поскольку же не был указан ни один факт, явно свидетельствующий о множественности источников, мы не видим никаких убедительных доводов в пользу такого предположения. Другими словами, еще нет оснований считать хотя бы вероятным, что невзрывающиеся звезды вносят заметный вклад в поток к. л. в Галактике в целом или в поток к. л. у Земли. Более того, подобное предположение представляется связанным с определенными трудностями, в первую очередь энергетического характера. Против же предположения о доминирующей роли сверхновых и новых звезд (при  $\epsilon \lesssim 10^{17}$  эв/нукл) подобных возражений нет или, во всяком случае, они менее обоснованы.

б) Механизмы ускорения и энергетический спектр космических лучей. Возможность преимущественного ускорения тяжелых ядер

Помимо ускорения в результате электромагнитных процессов, в последнее время обсуждается также механизм ускорения ударными волнами. Обычно ударные волны, образующиеся при столкновениях газовых масс, не могут непосредственно привести к образованию релятивистских частиц. Так, даже при скорости газа  $10^4$  км/сек энергия частиц составит лишь  $0,5$  Мэв/нукл. Такие ударные волны в лучшем случае могут играть роль «инжекторов» быстрых частиц, ускоряемых в дальнейшем каким-либо другим механизмом. Однако в специальных условиях, как, например, при распространении очень сильных ударных волн в среде с убывающей плотностью, их роль может быть более существенной.

В <sup>124</sup> предпринято качественное рассмотрение процесса образования релятивистских частиц при взрыве сверхновой звезды. Соответствующие оценки основаны на предположении, что в результате неустойчивости по отношению к переходу в вырожденное электронное состояние в звезде за короткое время выделяется энергия порядка  $10^{51}$  эрг в форме излучения с температурой  $\sim 1$  Мэв. Давление этого излучения вызывает сфериче-

\*) Другой возможный аргумент в пользу существования каких-то одностипных, доминирующих источников связан с характером высокоширотного обрезания<sup>47</sup>. Здесь также можно сказать, что имеющиеся данные не свидетельствуют в пользу множественности источников, хотя и не опровергают этой возможности.

скую ударную волну, которая ускоряется при переходе в менее плотные поверхностные слои. Начиная с плотности  $\sim 10 \text{ г/см}^3$ , движение становится релятивистским и весь вышележащий слой вещества превращается в космические лучи с энергетическим спектром, определяемым зависимостью плотности от радиуса, и составом, совпадающим с составом внешних слоев звезды. Максимальная энергия частиц  $\sim 10^{17} \text{ эв/нукл}$  получается при условии, что ускорение продолжается до уровня с плотностью  $\sim 10^{-7} \text{ г/см}^3$ , толща вещества над которым ( $\sim 3 \text{ г/см}^2$ ) еще достаточна, чтобы удержать излучение.

Ввиду отсутствия сколько-нибудь подробных расчетов, пока трудно судить о пригодности этой схемы для объяснения основных свойств космических лучей. Следует все же отметить, что в <sup>124</sup> в качестве сечения, определяющего пробег фотонов, используется томсоновское сечение  $\pi r_0^2 = 6 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ . Это совершенно незаконно, поскольку допускается, что энергия фотонов перед ударной волной на последней стадии достигает  $10^{13} \text{ эв}$ . Для поглощения фотонов такой энергии требуется около 20 радиационных длин, что для водорода составляет около  $10^3 \text{ г/см}^2$ , вместо использованных  $3 \text{ г/см}^2$ . Поэтому излучение «пробьет» оболочку звезды намного раньше, чем это оценено в <sup>124</sup>, и максимальная энергия ускоренных частиц будет на несколько порядков ниже. Кроме того, при большом пробеге фотонов существенно повысится роль ядерного фотоэффекта, который в <sup>124</sup> вообще не учтен. Фоторасщепление приведет к уменьшению количества тяжелых ядер в составе ускоренных частиц. Ясно, таким образом, что вопрос об ускорении ударными волнами нуждается в более детальном анализе. Предварительно же можно полагать, что рассмотренный механизм более пригоден для инжекции, т. е. для образования частиц, которые в дальнейшем ускоряются каким-либо электромагнитным механизмом.

Действие электромагнитных механизмов ускорения основано на том, что индукционное электрическое поле, возникающее в среде при возрастании магнитного поля, всегда совершает положительную работу над зарядами, движущимися в этом поле. Существуют две основные разновидности электромагнитных механизмов ускорения: бетатронное ускорение в растущем во времени однородном магнитном поле <sup>125</sup> и ускорение частиц при встречных столкновениях с движущимися неоднородностями магнитного поля <sup>126</sup>. Все известные механизмы ускорения либо сводятся к одному из этих типов, либо являются их комбинацией.

При бетатронном ускорении продольная (по отношению к магнитному полю) составляющая импульса частицы  $p_{\parallel}$  неизменна, а для поперечной составляющей  $p_{\perp}$  из адиабатического инварианта (3,10) имеем  $p_{\perp}^2 \propto H$ . Выражая  $H$  через радиус ларморовой орбиты частицы  $r = \frac{cp_{\perp}}{eZH}$ , получим  $p_{\perp}^2 \propto \frac{1}{r^2}$ ,  $H \propto \frac{1}{r^2}$ . Таким образом, увеличение импульса и магнитного поля связано со сжатием ларморовских орбит частиц. Для ионизованного газа это равносильно поперечному сжатию газа. При таком сжатии объем, приходящийся на одну частицу,  $V \propto r^2$  и, следовательно,  $p^2 \simeq p_{\perp}^2 \propto \frac{1}{V}$ , где мы пренебрегли неизменной продольной составляющей импульса (для цилиндра  $V = \pi r^2 l$ , где длина  $l$  остается неизменной при рассматриваемом поперечном сжатии). Отсюда кинетическая энергия частиц связана с занимаемым ими объемом соотношением

$$E_k \propto \frac{1}{V^{\gamma-1}}, \quad (4,1)$$

где  $\gamma = 2$  для нерелятивистских ( $E_k \propto p^2$ )<sup>127</sup> и  $\gamma = 3/2$  для ультрарелятивистских ( $E_k \simeq E \sim p$ ) энергий. Соотношение (4,1) вместе с указанными значениями  $\gamma$  отвечает обычному закону адиабатического сжатия для частиц с двумя степенями свободы.

При возвращении магнитного поля к первоначальному значению частицы замедляются до их начальных скоростей. Процесс полностью обратим и поэтому, если магнитное поле в среде остается в среднем на постоянном уровне, то и энергия частиц в среднем неизменна. Результирующее ускорение имеет место, если поле неоднородно и частица успевает выйти из области растущего поля до того, как оно начало убывать<sup>125</sup>. Частица ускоряется также, если ее энергия в результате столкновений с неоднородностями поля перераспределяются между  $p_{\parallel}$  и  $p_{\perp}$ <sup>128, 129</sup>. В последнем случае после каждого столкновения (при  $t = t_i$ ) в среднем  $p_{\perp}^2(t_i) = \frac{2}{3} p^2(t_i)$  и  $p_{\parallel}^2(t_i) = \frac{1}{3} p^2(t_i)$ . Если следующее столкновение произошло спустя промежуток времени  $\tau$ , то

$$p^2(t_i + \tau) = \frac{1}{3} p^2(t_i) + \frac{2}{3} p^2(t_i) \frac{H(t_i + \tau)}{H(t_i)} = \frac{1}{3} p^2(t_i) \left[ 1 + 2 \frac{H(t_i + \tau)}{H(t_i)} \right],$$

так как в соответствии с (3,10) изменяется только  $p_{\perp}$ . Пусть частота столкновений вдвое больше частоты колебаний магнитного поля  $H(t_i + \tau) = H + \Delta H$ ,  $H(t_i + 2\tau) = H(t_i) = H$ , тогда за время полного цикла поля изменение импульса равно

$$p^2(t_i + 2\tau) = \frac{1}{3} p^2(t_i + \tau) \left[ 1 + 2 \frac{H(t_i + 2\tau)}{H(t_i + \tau)} \right] \simeq \frac{1}{9} p^2(t_i) \left[ 9 + 2 \left( \frac{\Delta H}{H} \right)^2 \right].$$

Отсюда

$$\Delta p^2 \simeq \frac{2}{9} \left( \frac{\Delta H}{H} \right)^2 p^2. \quad (4,2)$$

В общем случае произвольной статистики столкновений приращение квадрата полного импульса, как и в (4,2), является разностным эффектом второго порядка по амплитуде колебаний поля, тогда как изменение за один полуцикл есть эффект порядка  $\frac{\Delta H}{H}$ .

Второй класс ускорительных механизмов — ускорение при столкновениях с движущимися неоднородностями магнитного поля — проще всего рассматривать на модели столкновений с движущейся твердой стенкой. Из закона сохранения энергии и импульса легко найти, что приращение полной энергии  $E$  при одном столкновении равно (см. <sup>126</sup> и <sup>1</sup>)

$$\Delta E = - \frac{2E}{c^2} (\mathbf{u}, \mathbf{v}), \quad (4,3)$$

где скорость стенки  $\mathbf{u}$  считается малой по сравнению со скоростью частицы  $\mathbf{v}$ .

Заметим, что при столкновении с магнитной неоднородностью ускорение в конечном счете вызывается, очевидно, индукционным электрическим полем  $\mathcal{E} = - \frac{1}{c} [\mathbf{u}\mathbf{H}]$ , возникающим при переносе «замороженного» в среде магнитного поля со скоростью  $\mathbf{u}$ . В самом деле, изменение энергии частицы после отражения от движущейся магнитной «стенки» (см. рис. 5) как раз равно выражению (4,2):

$$\Delta E = eZ \int \mathcal{E} ds = 2eZr\mathcal{E} \sin \varphi = 2eZ \frac{uH}{c} \frac{Ev_{\perp}}{eZHc} \sin \varphi = - \frac{2E}{c^2} \mathbf{u}\mathbf{v}.$$

Здесь учтено, что радиус кривизны  $r = \frac{Ev_{\perp}}{eZHc}$ .

При спиральном движении частицы вдоль сужающейся трубки магнитных силовых линий поперечная составляющая импульса сначала возрастает (как и при бетатронном ускорении, за счет увеличения магнитного поля), но после отражения уменьшается до первоначального значения. Конечное изменение (если трубка движется) получает лишь продольная составляющая импульса, которая как раз и испытывает рассмотренное выше отражение.

Если частица испытывает только встречные столкновения, т. е. находится между сближающимися магнитными «стенками», то ее энергия, как и при бетатронном ускорении, изменяется по закону адиабатического сжатия (4,1). Однако здесь существенна лишь одна степень свободы частиц и поэтому в (4,1)  $\gamma = 3$  для нерелятивистских <sup>127</sup> и  $\gamma = 2$  для релятивистских энергий. В самом деле, за время  $\Delta t = \frac{2l}{v_{\perp}}$ , где  $l$  — расстояние между стенками и  $v_{\perp}$  — нормальная составляющая скорости, прирост энергии равен (4,3). Поэтому

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{2E}{c^2} v_{\perp}^2 \frac{u}{2l} = -\frac{E v_{\perp}^2}{c^2} \frac{1}{l} \frac{dl}{dt}.$$

Здесь учтено также, что  $u = -\frac{dl}{dt}$ . Пренебрегая неизменной в процессе ускорения составляющей  $v_{\parallel}$  и принимая во внимание соотношение  $\frac{E^2 v^2}{c^2} = c^2 p^2$ , после интегрирования получим:  $p^2 \sim \frac{1}{l^2} \sim \frac{1}{l^2}$  (при рассматриваемом одномерном сжатии  $V \propto l$ ). Таким образом и в этом случае увеличение энергии частиц определяется просто адиабатическим сжатием среды.

Возрастание энергии при таком систематическом ускорении ограничено, поскольку частица не может быть зажата в объеме с размерами, меньшими ее радиуса кривизны в магнитном поле «стенок». Поэтому, хотя систематическое ускорение и может быть существенным для начальной стадии ускорения частиц <sup>130</sup>, ускорение до больших энергий может осуществляться, по-видимому, только статистическим механизмом (3,8) (см. <sup>126</sup> и <sup>1</sup>). При статистическом ускорении частица испытывает как встречные столкновения, при которых ее энергия увеличивается, так и «догоняющие», при которых частица теряет энергию. Из-за большей вероятности встречных столкновений, в среднем, имеет место увеличение энергии частицы, которое является разностным эффектом второго порядка по  $\frac{u}{v}$ , в то время как относительный прирост энергии за одно столкновение пропорционален  $\frac{u}{v}$ .

Таким образом, рассмотрение электромагнитных механизмов ускорения приводит к выводу, что эти механизмы, во-первых, могут обеспечить сравнительно быстрое, но ограниченное по величине систематическое ускорение, которое в применении к проблеме ускорения к. л. во всех известных случаях сводится просто к адиабатическому нагреванию газа при его сжатии; во-вторых, возможно более медленное статистическое ускорение, которое может действовать в течение всего времени жизни частицы. Для систематического ускорения частиц от тепловых энергий  $\sim 1 \div 10 \text{ эв} \simeq 10^4 \div 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$  до релятивистских энергий  $\sim 1 \div 10 \text{ Бэв}$  даже в наиболее благоприятном случае  $\gamma = 3$  в (4,1) необходимо сжатие среды

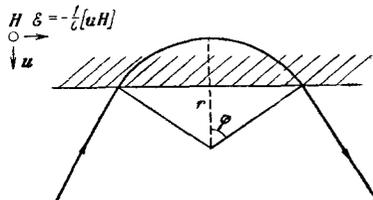


Рис. 5.

в  $10^4 \div 10^5$  раз. Такое сжатие в реальных астрофизических условиях мало вероятно и поэтому естественно считать, что релятивистские энергии частицы приобретают в результате статистического ускорения.

Перейдем теперь к вопросу о спектре к. л. Из экспериментальных данных (см. § 1,б) следует, что энергетический спектр к. л. в очень широком интервале энергий характеризуется степенной зависимостью от энергии с показателем степени  $\gamma = 2,5$ , одинаковым для различных ядер. Степенной энергетический спектр можно получить (см. <sup>126, 131</sup> и <sup>1</sup>) при следующих предположениях: а) частицы ускоряются по закону (3,8), который обеспечивает экспоненциальное возрастание энергии со временем; б) вероятность того, что ускорение данной частицы продолжается в течение промежутка времени  $t$ , равна

$$\omega(t) = \frac{1}{T} e^{-\frac{t}{T}},$$

где  $T$  — среднее время ускорения. В первоначальной теории Ферми <sup>126</sup> предполагалось, что  $T$  есть среднее время жизни по отношению к ядерным столкновениям. Это, однако, приводит к сильной зависимости спектра ядер от их атомного веса, что противоречит наблюдениям. В этой связи сейчас в качестве  $T$  берется среднее время диффузионного выхода к. л. из области ускорения (см. <sup>131</sup> и <sup>1</sup>). Наконец, при получении спектра к. л. обычно предполагается, что: в) условия ускорения стационарны по крайней мере в течение времени, необходимого для приобретения частицей максимальной наблюдаемой энергии. Иначе говоря, параметры  $\alpha$  и  $T$  постоянны, а инжекция частиц равномерна в течение времени  $t \geq \frac{1}{\alpha} \ln \frac{E_m}{E_0}$ , где  $E_m$  — максимальная и  $E_0$  — начальная энергии.

Эти предположения непосредственно приводят к дифференциальному энергетическому спектру ускоренных частиц (см. <sup>1</sup>)

$$N(E) dE = KE^{-\gamma} dE, \quad \gamma = 1 + \frac{1}{\alpha T}. \quad (4,4)$$

Таким образом, при определенном выборе величин  $\alpha$  и  $T$  можно получить требуемое значение  $\gamma$ . Однако довольно жесткие предположения, сделанные при выводе спектра (4,4), и сильная зависимость  $\gamma$  от конкретных значений  $\alpha$  и  $T$  оставляют известную неудовлетворенность. В самом деле, то обстоятельство, что показатель  $\gamma$  имеет значение, близкое к  $\gamma = 2,5$ , в этой схеме является чисто случайным, особенно если учесть, что  $\alpha$  и  $T$  между собой не связаны и для различных космических объектов изменяются в широких пределах.

Более естественным было бы считать, что вид энергетического спектра к. л., как и вообще их возникновение, является фундаментальным свойством динамики турбулентной намагниченной плазмы в космических масштабах. К сожалению, динамика такой плазмы еще мало изучена. Тем не менее существует простая возможность <sup>132</sup> получить спектр к. л., близкий к наблюдаемому, основываясь на предположении о равномерном распределении энергии между кинетической энергией турбулентного движения, магнитным полем и космическими лучами (речь идет о распределении в состоянии квазистационарного равновесия космической плазмы). Именно, предположим, что находящаяся в некотором ограниченном объеме турбулентная намагниченная плазма стремится к состоянию квазиравновесия, в котором полная энергия  $W$  равномерно распределена между турбулентным движением, магнитным полем и космическими лучами. Тогда энергия космических лучей в рассматриваемом объеме составит

$$W_{\text{к. л.}} = n\bar{E}_{\text{к}} = \frac{1}{3} W, \quad (4,5)$$

где  $n$  — число частиц к. л. в рассматриваемом объеме и  $\bar{E}_k$  — их средняя кинетическая энергия (в дальнейшем рассматривается область ультра-релятивистских энергий, когда  $E_k \simeq E$ ).

Конкретный механизм установления такого квазиравновесия пока неясен, хотя на этот счет и существуют некоторые соображения<sup>133</sup>. Будем далее считать, что энергия системы убывает главным образом за счет утечки релятивистских частиц из рассматриваемого объема. В качестве конкретного примера можно взять, например, туманность с энергичным турбулентным движением, образующуюся при вспышке Сверхновой. При указанных предположениях условие баланса энергии имеет вид

$$\bar{E} dn = dW = d(3n\bar{E})$$

или  $\bar{E} dn = -\frac{3}{2} n d\bar{E}$ , где  $-\bar{E} dn$  — энергия к. л., выходящих из туманности.

Отсюда число частиц к. л. в туманности как функция их средней энергии

$$n = \text{const } \bar{E}^{-1,5}, \quad (4,6)$$

а дифференциальный энергетический спектр частиц, выходящих из туманности, имеет вид

$$N(E) dE = -dn = \text{const } E^{-2,5} dE, \quad (4,7)$$

где замена средней энергии  $\bar{E}$  на истинную  $E$ , очевидно, справедлива, если спектр к. л. в туманности близок к монохроматическому. Можно показать<sup>134</sup>, что при естественных предположениях спектр (4,7) образуется при любом спектре к. л. внутри туманности, если последний изменяется со временем лишь в результате ускорения частиц по произвольному закону  $\dot{E}(t) = E(0) \varphi(t)$ .

Таким образом, независимо от характера ускорения и спектра к. л. внутри туманности, частицы, выходящие из туманности, имеют энергетический спектр (4,7). Возможность получить энергетический спектр к. л. в области  $E \gg Mc^2$  фактически при единственном предположении (4,5), вместе с имеющимися данными в пользу близости энергии к. л. к турбулентной и магнитной энергии в Галактике и некоторых туманностях, делает особенно необходимым теоретический анализ условий соблюдения соотношения (4,5).

Остановимся теперь более подробно на начальной стадии ускорения частиц и связанной с ней проблеме инжекции. Важность этой проблемы обусловлена тем, что начальная стадия ускорения в значительной мере определяет одно из наиболее характерных свойств к. л. — их химический состав. Как известно (см. § 1, а), в к. л. наблюдается значительный избыток тяжелых ядер по сравнению с их естественной распространенностью. Для объяснения этого факта, по-видимому, необходимо предположение о преимущественном ускорении тяжелых элементов в источниках к. л. (см. § 4, г). В то же время проводимое обычно рассмотрение (см. <sup>126</sup> и <sup>1</sup>) показывает, что, вообще говоря, ускорение тяжелых многозарядных ионов существенно затруднено в связи с большими потерями энергии в среде на столкновения и ионизацию. Эта трудность устраняется при более детальном анализе<sup>135</sup> влияния потерь энергии на ускорение частиц в нерелятивистской области. Дело в том, что существование максимума потерь энергии на столкновения и ионизацию при скорости частицы, близкой к скорости электронов тормозящей среды, делает возможным «безинжекционное» ускорение частиц от тепловых энергий, если только темп набора энергии в процессе ускорения достаточно велик. При этом с увеличением массы частицы требования к механизму ускорения ослабевают: при одном и том же темпе ускорения инжекционный порог может быть достаточно высоким для

легких ядер и значительно более низким для тяжелых. Качественно это ясно из рис. 6, где по осям отложены энергия частицы и абсолютное значение скорости приобретения (кривая 1) или потери (кривые 2 и 3) энергии. Здесь для простоты принят закон изменения энергии

$$\frac{dE_K}{dt} = \alpha E_K, \quad (4,8)$$

который осуществляется, например, при бетатронном ускорении ( $E_K$  — кинетическая энергия). Потери энергии на столкновения и ионизацию при скорости частицы  $v \gg v_e$ , где  $v_e$  — скорость электронов в тормозящей среде, выражаются соотношением

$$-\frac{dE_K}{dt} = \frac{4\pi e^4 Z^2 n L}{mv}, \quad (4,9)$$

где  $eZ$  — заряд частицы,  $m$  — масса электрона и  $L$  — логарифмический множитель, слабо зависящий от скорости частицы. Максимум кривой

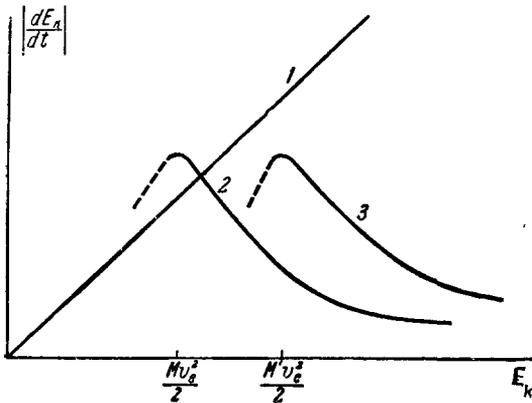


Рис. 6.

потерь расположен при  $v \simeq v_e$ , причем для оценки величины потерь в максимуме можно приблизительно воспользоваться тем же выражением (4,9). Для частиц с массами  $M$  и  $M'$  и одинаковой начальной ионизацией \*) кривые потерь будут иметь примерно одинаковую величину в максимуме, но кривая для частицы с массой  $M' > M$  будет смещена в  $\frac{M'}{M}$

раз вправо (кривые 2 и 3 на рис. 6) и может не пересекаться с кривой приобретения энергии. Так как точка пересечения определяет энергию

инъекции, то более тяжелые частицы будут ускоряться без инъекции, т. е. независимо от их начальной энергии, тогда как для более легких частиц наличие порога инъекции затрудняет ускорение.

Аналогичные рассуждения можно провести для произвольного механизма ускорения, а также учесть эффект потери электронов частицей при увеличении ее скорости. В частности, для статистического ускорения Ферми в  $^{135}$  получены следующие два предельные выражения для критического значения параметра  $\alpha = \frac{u^2}{cl}$ : в случае сохранения заряда частицы в процессе ускорения

$$\alpha_k(A) = \frac{4\pi n e^4 Z^2 L}{m c v_e^2 M} = \alpha_k(p) \frac{Z^2}{A}; \quad (4,10)$$

в случае же, если в каждый момент времени успевает устанавливаться

\*) Здесь принято, что температура, а следовательно, и степень ионизации газа в области ускорения не слишком велики ( $T \simeq 10^4 \div 10^5$  °K,  $Z \simeq 1 \div 2$ ). Если же ионизация близка к полной, что может иметь место при инъекции сильными ударными волнами или при выбросе газа из внутренних областей звезды, то сильная зависимость потерь (4,9) от  $Z$  практически делает ускорение тяжелых ядер невозможным.

равновесный заряд  $Z = Z_0^{1/3} \frac{v}{v_0}$ , где  $Z_0$  — атомный номер элемента и  $v_0 = \frac{e^2}{\hbar}$ , то

$$\alpha_h(A) = \alpha_h(p) \left( \frac{v_e}{v_0} \right)^2 \frac{Z_0^{2/3}}{A}. \quad (4,11)$$

Параметр  $\alpha_h$  определен так, что при  $\alpha > \alpha_h(A)$  для всех ядер с атомным весом, большим или равным  $A$ , будет иметь место «безинжекционное» ускорение. При плотности среды  $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$  и температуре  $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$  значения  $\alpha_h$ , вычисленные по формулам (4,10) и (4,11), для железа соответственно равны  $0,58 \cdot 10^{-9}$  и  $1,2 \cdot 10^{-9}$ , тогда как для водорода в тех же условиях  $^{136} \alpha_h(p) = 8,1 \cdot 10^{-9}$ . Как показано в<sup>1</sup>, такие значения параметра  $\alpha$  могут достигаться в оболочках сверхновых.

Конечно, нет оснований предполагать, что значения  $\alpha$  случайно попадают как раз в требуемые пределы. Однако, если в начальный момент, например сразу после вспышки Сверхновой,  $\alpha$  было достаточно велико, то безинжекционное ускорение всех ядер оболочки приведет к быстрой диссипации турбулентного движения и соответственному уменьшению  $\alpha$  до тех пор, пока ускорение станет возможным только для сравнительно небольшого числа тяжелых элементов.

Если в источниках ускоряются преимущественно ядра, то они и будут частицами с самой большой энергией, что представляется весьма благоприятным. В самом деле, максимальная наблюдаемая энергия первичной частицы  $E \sim 10^{19} \text{ эв}$  отвечает в этом случае энергии  $\epsilon \sim 10^{17} \text{ эв/нукл}$  и, главное, соответствующий радиус кривизны  $r = \frac{E \sin \theta}{300ZH} \simeq \frac{\epsilon \sin \theta}{150H} \simeq 0,1 \text{ пс}$  в поле  $H \simeq 10^{-3} \text{ э}$  и при  $\sin \theta \simeq \frac{1}{3}$ . В то же время получение очень больших энергий при статистическом ускорении лимитируется в основном выходом частиц из системы. Радиус источника Кассиопея  $A$  составляет сейчас  $R \simeq 2 \text{ пс}$ , а максимально возможное поле  $H_{\text{max}} > 10^{-3} \text{ э}$ . Таким образом, даже при  $\epsilon \simeq 10^{17} \text{ эв/нукл}$  в оболочках может быть выполнено необходимое для ускорения условие  $r \ll R$  и обычно более жесткое условие  $r \ll l \ll R$ , где  $l$  — характерный размер неоднородностей магнитного поля.

#### в) Трансформация химического состава космических лучей в межзвездной среде

Одной из основных задач теории происхождения к. л. является интерпретация данных об их химическом составе у Земли. Этот состав определяется тремя факторами: исходным составом элементов в источнике, условиями ускорения различных элементов в источнике до релятивистских энергий — эти два фактора определяют состав к. л. в источнике — и, наконец, трансформацией ядер при столкновениях в межзвездном газе по пути от источника к Земле. Данные, которыми мы в настоящее время располагаем, недостаточны для однозначной оценки относительной роли этих факторов в формировании наблюдаемого состава. Тем не менее, основываясь на развитых выше представлениях, полезно провести более подробный анализ этой проблемы.

Начнем с вопроса о трансформации химического состава к. л. в межзвездной среде. Для этого, разумеется, нужно задаться определенной моделью распространения к. л. в Галактике. Ниже будут рассмотрены две модели, являющиеся фактически двумя противоположными предельными случаями. Первая из них — диффузионная модель,

в которой источники предполагаются сосредоточенными в некоторой области (например, в центре Галактики), а движение к. л. считается случайным процессом с некоторым изотропным коэффициентом диффузии  $D(\mathbf{r})$ . Уравнения для концентрации  $N_i(\mathbf{r}, t)$  ядер сорта  $i$  в этом случае таковы (см. <sup>1)</sup>):

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \operatorname{div}(D\nabla N_i) + \frac{N_i}{T_i} = Q_i(\mathbf{r}, t) + \sum_{k < i} p_{ki} \frac{N_k}{T_k}, \quad (4,12)$$

где  $Q_i(\mathbf{r}, t)$  — плотность источников,  $p_{ki}$  — «вероятность фрагментации», т. е. среднее число ядер группы  $i$ , образующихся при поглощении ядра группы  $k$ ,  $T_i$  — среднее время жизни по отношению к поглощению. В (4,12) и ниже индекс  $i=1$  отвечает группе самых тяжелых рассматриваемых ядер.

Вторая из упомянутых моделей — «регулярная» фрагментация — соответствует движению к. л. по определенному пути, например, строго вдоль магнитных силовых линий. Концентрация  $N_i^{(p)}(s)$  на расстоянии  $s$  (в  $g/cm^2$ ) от стационарного источника, в котором концентрация равна  $q_i$ , определяется тогда уравнениями

$$\frac{dN_i^{(p)}}{ds} + \frac{N_i^{(p)}}{\lambda_i} = \sum_{k < i} p_{ki} \frac{N_k^{(p)}}{\lambda_k}; \quad N_i^{(p)}(0) = q_i. \quad (4,13)$$

Здесь, очевидно, предполагается, что все частицы по пути от источника к точке наблюдения проходят одну и ту же толщину вещества  $s$ . Если ввести время  $t$  движения частиц от источника до рассматриваемой точки (одинаковое для всех частиц) и учесть, что  $s = \rho ct$  ( $\rho$  — плотность среды,  $c$  — скорость движения частиц, равная скорости света) и длина свободного пробега  $\lambda_i = \rho c T_i$ , то уравнения (4,13) можно записать в другой, эквивалентной форме:

$$\frac{dN_i^{(p)}}{dt} + \frac{N_i^{(p)}}{T_i} = \sum_{k < i} p_{ki} \frac{N_k^{(p)}}{T_k}; \quad N_k^{(p)}(0) = q_k. \quad (4,14)$$

Формально уравнения (4,14) совпадают с уравнениями (4,12) при  $D=0$  и  $Q_i = Q_i(t) = q_i \delta(t)$ .

«Регулярная модель», в отличие от диффузионной, не отвечает картине движения к. л., обсуждавшейся в § 3, в. Однако, как можно думать, сравнительно небольшие изменения этой модели могут привести к фактическому перемешиванию к. л. в Галактике и тем самым к соответствию с имеющимися данными. В то же время регулярная модель особенно сильно отличается от диффузионной, и поэтому ее анализ весьма полезен для сравнения. Обсуждение вопроса о применимости этих моделей, а также всей проблемы определения химического состава к. л. будет проведен в § 4, г.

Сейчас же остановимся только на решении уравнений (4,12 — 4,14) и выборе параметров  $p_{ik}$  и  $T_k$ .

Решение уравнений (4,13) и (4,14) легко находится сначала для  $i=1$ , а далее методом индукции для любого  $i$ :

$$N_i^{(p)} = \sum_{k=1}^i a_{ik} e^{-\frac{t}{T_k}} = \sum_{k=1}^i a_{ik} e^{-\nu_k s}. \quad (4,15)$$

Здесь  $\nu_k = \frac{1}{\lambda_k}$ , где  $\lambda_k$  — пробег поглощения, а коэффициенты  $a_{ik}$

определяются рекуррентными соотношениями:

$$a_{ik} = \frac{1}{v_i - v_k} \sum_{k \leq j < i} v_j p_{ji} a_{jk}, \quad a_{ii} = q_i - \sum_{k=1}^{i-1} a_{ik}. \quad (4,16)$$

С помощью (4,15) можно получить решение широкого класса задач, в которых источники произвольно распределены в пространстве и во времени и частицы приходят в точку наблюдения по различным путям, при единственном предположении, что все источники характеризуются одним и тем же составом. В самом деле, если  $G(t)$  — одинаковое для всех сортов частиц распределение по времени, прошедшему с момента их ускорения до прихода в рассматриваемую точку, то наблюдаемый в этой точке состав, как было отмечено в<sup>109</sup>, определяется выражениями

$$N_i = \int_0^{\infty} N_i^{(p)}(t) G(t) dt = \sum_{k \leq i} a_{ik} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{T_k}} G(t) dt. \quad (4,17)$$

Решение диффузионных уравнений (4,12) также приводится к виду (4,17). В частности, это легко показать для рассматриваемой ниже стационарной диффузии, когда  $\frac{\partial N_i}{\partial t} = 0$ ,  $Q_i = Q_i(\mathbf{r})$  и уравнение (4,12) принимает вид

$$\operatorname{div}(D \nabla N_i) = \frac{N_i}{T_i} - Q_i(\mathbf{r}) - \sum_{k=1}^{i-1} p_{ki} \frac{N_k}{T_k}. \quad (4,18)$$

Пусть распределение источников для всех сортов ядер одинаково, т. е.  $Q_i(\mathbf{r}) = q_i \chi(\mathbf{r})$ , а функция  $G(\mathbf{r}, t)$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial G}{\partial t} - \operatorname{div}(D \nabla G) = 0, \quad (4,19)$$

необходимым граничным условием и условием  $G(\mathbf{r}, 0) = \chi(\mathbf{r})$ . Пусть, далее,  $N_i^{(p)}$  суть решения уравнений (4,14) с данными значениями  $q_i$ . Тогда функция

$$N_i(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} N_i^{(p)}(t) G(\mathbf{r}, t) dt = \sum_{k=1}^i a_{ik} F_k(\mathbf{r}), \quad (4,20)$$

где

$$F_k(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{T_k}} G(\mathbf{r}, t) dt, \quad (4,21)$$

является решением уравнения (4,18) с теми же граничными условиями, в чем можно убедиться непосредственной подстановкой.

Если известна одна из функций  $F_k(\mathbf{r})$ , например,  $F_1(\mathbf{r})$ , то, как это видно из (4,21), любая другая функция может быть получена просто заменой  $T_1$  на соответствующее  $T_k$ . Поэтому в каждой конкретной задаче достаточно определить одну из этих функций. Проще всего это сделать, решая (4,18) для группы наиболее тяжелых ядер ( $i=1$ ), так как в этом случае последний член в правой части (4,18) равен нулю.

Приведем решение для точечного источника, расположенного в центре сферической области радиуса  $R$ , с общим граничным условием для потока на поверхности сферы

$$-D \frac{\partial N_i}{\partial r} = \beta \frac{D}{R} N_i \quad (\text{при } r = R). \quad (4,22)$$

Этим решением служит

$$F_i(r) = \frac{1}{4\pi D r} \frac{(\kappa_i - 1 + \beta) e^{\kappa_i \left(1 - \frac{r}{R}\right)} + (\kappa_i + 1 - \beta) e^{-\kappa_i \left(1 - \frac{r}{R}\right)}}{(\kappa_i - 1 + \beta) e^{\kappa_i} + (\kappa_i + 1 - \beta) e^{-\kappa_i}}, \quad (4,23)$$

где

$$\kappa_i = \frac{R}{\sqrt{DT_i}}, \quad (4,24)$$

а  $\beta$  есть безразмерный параметр, характеризующий условия выхода частиц из рассматриваемого объема. Так, случай  $\beta = 0$  соответствует полному отражению частиц на границе. При  $\beta = \infty$  выражение (4,23) является решением для поглощающей границы. В случае слабой утечки частиц ( $\beta \ll 1$ ) параметр  $\beta$  выражается через среднее время выхода частиц  $T_B$  из рассматриваемого объема:

$$\beta = \frac{R^2}{3DT_B}, \quad (4,25)$$

поскольку поток через единицу поверхности (ср. (4,22)) в этом случае равен

$$\frac{\frac{4}{3} \pi R^3 N_i}{4\pi R^2 T_B} = \frac{R}{3T_B} N_i.$$

Если граница расположена достаточно далеко ( $R \gg r$  и  $R \gg \sqrt{DT_i}$ ), то решение (4,23) совпадает с решением для точечного источника в неограниченном пространстве:

$$F_i(r) = \frac{1}{4\pi D r} e^{-\frac{r}{\sqrt{DT_i}}}. \quad (4,26)$$

Наконец, в обратном случае, когда  $R \ll \sqrt{DT_i}$  (точнее  $\frac{R^2}{DT_i} \ll \frac{r}{R}$ ) и выход частиц мал ( $\beta \ll 1$ ), из (4,23) находим

$$F_i = \left[ \frac{4}{3} \pi R^3 \left( \frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_B} \right) \right]^{-1} = \frac{T_i'}{\frac{4}{3} \pi R^3}; \quad \frac{1}{T_i'} = \frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_B}. \quad (4,27)$$

При  $T_B \rightarrow \infty$  это решение соответствует так называемому равновесному составу, который имеет место при равномерном распределении источников во всем пространстве с плотностью  $\frac{q_i}{\frac{4}{3} \pi R^3}$ . Если при этом в качестве  $q_i$

в (4,16) принять интенсивность источников, отнесенную к единице объема, то

$$F_i = T_i. \quad (4,27a)$$

Для решения задачи об изменении состава в процессе движения к. л. от источника, помимо выбора определенной модели для диффузии к. л. в Галактике, должны быть известны пробоги поглощения и вероятности фрагментации для различных зарядовых групп ядер к. л. Значения вероятностей фрагментации, по измерениям с наилучшей достигнутой в настоящее время статистикой, приведены в табл. VI, где  $p'_{ik}$  и  $p_{ik}$  — вероятности фрагментации\*), отнесенные соответственно к пробегу взаимодействия и к пробегу поглощения ядер группы  $i$ .

\*) Для того чтобы был ясен характер прогресса в определении величин  $p_{ik}$ , заметим, что в<sup>1</sup> приводились значения  $p'_{ML} = 0,23 \div 0,42$  и  $p'_{HL} = 0,23 \div 0,48$ .

Таблица VI

		$H \rightarrow H$	$H \rightarrow M$	$H \rightarrow L$	$H \rightarrow \alpha$
$P'_{ik}$	137	$0,30 \pm 0,12$	$0,35 \pm 0,15$	$0,11 \pm 0,09$	$1,9 \pm 0,38$
	138	$0,32 \pm 0,08$	$0,46 \pm 0,09$	$0,09 \pm 0,04$	$1,37 \pm 0,17$
$P_{ik}$	(а)	—	0,7	0,1	2,0
	(б)	—	1,0	0,0	3,5
		$M \rightarrow M$	$M \rightarrow L$	$M \rightarrow \alpha$	$L \rightarrow \alpha$
$P'_{ik}$	137	$0,06 \pm 0,06$	$0,38 \pm 0,11$	$1,57 \pm 0,25$	—
	138	$0,14 \pm 0,04$	$0,32 \pm 0,05$	$1,27 \pm 0,11$	—
$P_{ik}$	(а)	—	0,40	1,5	1,5
	(б)	—	0,40	2,0	1,5

Первая строка табл. VI содержит результат работы <sup>137</sup>. Более поздние результаты <sup>138</sup> приведены во второй строке. Эти значения, по-видимому, следует рассматривать в настоящее время как наилучшие.

Для дальнейшего особенно важны вероятности образования ядер группы *L* из более тяжелых, т. е. коэффициенты  $p_{HL}$  и  $p_{ML}$ . В этом отношении весьма существенно то, что вероятность  $p'_{ML}$  согласно <sup>138</sup> находится в хорошем согласии с результатами <sup>139</sup>, где непосредственно изучалось расщепление ядер углерода протонами с энергией 1,66 *Бэв* на ускорителе. Согласно <sup>139</sup> при полном сечении поглощения  $227 \pm 12$  *мб*, сечение непосредственного образования *L*-ядер из углерода равно 63 *мб*, откуда  $p_{C,L} = 0,28$ . Кроме того, сечение образования радиоактивных ядер  $C^{10}$  и  $C^{11}$ , из которых в результате  $\beta$ -распада образуется бор, равно 31 *мб*. Поэтому полное сечение для образования *L*-ядер при взаимодействии протонов с ядрами углерода равно 94 *мб*, а соответствующая вероятность  $p_{C,L} = 0,41$ . Образование ядер  $Li$  при  $\beta$ -распаде  $He^6$  можно не учитывать, поскольку сечение образования  $He^6$  составляет всего лишь около 1 *мб* <sup>140</sup>.

С другой стороны, нужно учесть, что значения  $p'_{ik}$  во второй строке табл. VI отнесены к пробегу взаимодействия, а пересчет к пробегу поглощения  $\lambda_i$  производится по формулам

$$\lambda_i = \frac{\lambda_{вз, i}}{1 - p'_{ii}}, \quad p_{ik} = \frac{p'_{ik}}{1 - p'_{ii}} \tag{4,28}$$

(группам *H*, *M*, *L*,  $\alpha$  и *p* соответствуют индексы 1, 2, 3, 4 и 5). Принятые в дальнейшем значения  $p_{ik}$  (вариант а) приведены в третьей строке табл. VI. Они вычислены по данным работы <sup>138</sup> (вторая строка табл. VI) с помощью соотношений (4,28), причем соответствующие пробеги поглощения приведены в последнем столбце табл. V.

Важно также отметить, что вероятность  $p_{HL}$  согласно <sup>137</sup> и <sup>138</sup> очень мала. Это означает, что *L*-ядра образуются главным образом из близких по атомным весам более тяжелых ядер в результате потери ими нескольких протонов, или  $\alpha$ -частиц, а непосредственное образование ядер группы *L* из очень тяжелых ядер практически не играет роли. Поэтому в условиях, когда состав к. л. отличается от наблюдаемого у Земли в сторону избытка более тяжелых ядер, вероятность  $p_{HL}$  должна быть даже уменьшена. В этом случае незаконно использование пробега поглощения и вероятности

стей фрагментации, определенных для группы  $H$  у Земли. В самом деле, группа  $H$  ( $Z \geq 10$ ) охватывает широкий интервал автомных весов, и если ее состав существенно изменяется по пути от источника (например, если вначале эта группа состоит только из  $VH$ -ядер), то соответствующий эффективный пробег поглощения, а также вероятности фрагментации будут зависеть от расстояния от источника и могут значительно отличаться от принятых. Более точный анализ требует введения вместо группы  $H$  нескольких подгрупп ядер с близкими атомными номерами. Однако отсутствие данных о вероятностях фрагментации в водороде для таких подгрупп не позволяет провести такое обобщение уже в настоящее время. Для того чтобы учесть возможное отличие значений  $p_{ik}$  от наблюдаемых значений в том случае, если источники дают главным образом очень тяжелые ядра, в табл. VI приведен также несколько измененный набор  $p_{ik}$  (вариант б), в котором, в соответствии со сказанным выше, значение  $p_{NL}$  уменьшено, а коэффициенты  $p_{NM}$ ,  $p_{Na}$  и  $p_{Ma}$  увеличены.

г) Обсуждение вопроса о химическом составе космических лучей

Крайне малая распространенность ядер группы  $L$  (Li, Be, B) во Вселенной\*) позволяет считать, что эти ядра непосредственно в источниках к. л. не образуются, а являются целиком продуктами расщеплений более тяжелых  $M$ - и  $H$ -ядер. Тогда из количества наблюдаемых у Земли  $L$ -ядер можно оценить толщу проходимого к. л. вещества или какой-либо другой эквивалентный параметр модели, например, отношение коэффициента диффузии к средней концентрации газа. В дальнейшем для диффузионных моделей удобно будет пользоваться параметром  $\xi = 10^{-30} \frac{D}{n}$ , задание которого вместе с известным средним расстоянием до источников (в качестве

Таблица VII

Состав космических лучей в источнике

$\frac{q_i}{q_H}$	Равновесный состав с учетом выхода (см. формулы (4,16), (4,20) и (4,27))		Регулярная модель (см. (4,15) и (4,16))		Диффузионная модель без учета отражения (см. (4,16), (4,20) и (4,26))		В среднем во Вселенной	
	а	б	а	б	а	б	см.23	см.21
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$q_{VN}/q_H$	0,53	0,56	1	1	0,63	0,76	0,06	0,05
$q_M/q_H$	1,26	0,88	0,99	0,70	1,22	0,74	2,6	10,1
$q_L/q_H$	0,0	0,0	0,0	0,19	0	0	$10^{-5}$	$10^{-5}$
$q_\alpha/q_H$	14	9,7	13,9	12,4	13,9	9,1	260	1040
$q_p/q_H$	131	101	169	179	125	97	3400	6800
	$\lambda_R=17 \text{ г/см}^2$	$\lambda_B=27 \text{ г/см}^2$	$s=6,5 \text{ г/см}^2$	$s=6,5 \text{ г/см}^2$	$\xi=2,3$	$\xi=1,5$		

\*) Малая распространенность  $L$ -ядер связана с их быстрым «выгоранием» в ядерных реакциях. В рамках существующих представлений об образовании элементов (см., например, <sup>141</sup>, <sup>116a</sup>) предположение о большом количестве  $L$ -ядер в источниках представляется неприемлемым.

которого ниже принимается расстояние от Солнца до центра Галактики) полностью определяет задачу. Таким образом, в предположении, что  $L$ -ядра в источнике отсутствуют, по наблюдаемому у Земли составу можно для разных моделей определить требуемый состав источников. Заметим, что предположение об образовании всех или части  $L$ -ядер за счет столкновений уже в самом источнике <sup>142</sup> не изменит дальнейших выводов, так как это предположение эквивалентно просто добавлению некоторой толщи вещества, пройденной к. л. в самом источнике. Существенно лишь то, что  $L$ -ядра возникают только в результате расщеплений более тяжелых ядер.

Результаты определения состава источников для разных моделей приведены в табл. VII. Здесь для двух наборов вероятностей фрагментации  $p_{ik}$  (наборы а и б из табл. VI) и для трех различных моделей определен состав релятивистских частиц в источнике, который приводит к наблюдаемой у Земли относительной распространенности групп ядер  $VH$ ,  $H$ ,  $M$ ,  $L$ ,  $\alpha$  и  $p$  (см. столбец б табл. I). В последней строке табл. VII для каждой модели приведены значения характерного параметра: величины  $\xi = 10^{-30} \frac{D}{n}$ , пройденной толщи вещества  $s$  и толщи вещества, проходимой до выхода из Галактики  $\lambda_v = \overline{cQ} T_v$  (см. (4,27)). Все эти значения получены из условия отсутствия  $L$ -ядер в источниках к. л.\*).

Прежде чем перейти к обсуждению результатов, приведенных в табл. VII, отметим следующее весьма важное обстоятельство: для диффузионной модели при наличии сильного отражения на границах Галактики (см., например, (4,23) при  $\beta \ll 1$ ) наблюдаемый у Земли состав не может быть получен ни при каком составе источников, если только граница не находится настолько далеко, что ее влияние становится несущественным\*\*). Расчеты были проведены для радиуса Галактики (т. е. расстояния от центра до отражающей границы)  $R = 12 \text{ кпс}$  и  $R = 16 \text{ кпс}$ . При этом оказывается, что во всех случаях, при любом выборе параметра  $\xi$  ядер группы  $L$  должно быть существенно больше, чем наблюдается (получается, что  $N_L > N_H$ ,  $\frac{N_L}{N_M} > 0,5$ ). Так же, конечно, обстоит дело и с «равновесным» составом, который, как мы видели, служит предельным случаем диффузии с отражением при  $R \ll \sqrt{DT_i}$  (см. § 4, в). Таким образом, если исключить возможность существенного изменения принятых параметров  $p_{ik}$  и  $\lambda_i$  и если у Земли  $N_L \leq N_H$ , то следует считать, что либо отражение у границ невелико, либо неверна принятая диффузионная модель распространения к. л. в Галактике.

Заметим, что отражение особенно существенно влияет на химический состав в сочетании с предположением о стационарности процесса. Если же отказаться от стационарности процесса, предполагая, например, что к. л. возникли на ранней стадии эволюции Галактики и удерживаются в ней<sup>107</sup>

\*) Исключение составляет регулярная модель с набором б) параметров  $p_{ik}$ . В этом случае при  $\frac{q_L}{q_H} = 0$  задача не имеет решения, и в табл. VII указано минимально возможное значение  $\frac{q_L}{q_H} = 0,19$ .

\*\*) На трудности, возникающие в вопросе о химическом составе к. л. при учете отражения, впервые указал Девис <sup>109</sup>. Именно, в <sup>109</sup> было отмечено, что при наличии отражения возникает слишком много протонов и  $\alpha$ -частиц. Это осложнение можно обойти, считая, что протоны и  $\alpha$ -частицы в источниках практически не ускоряются. Мы приходим, однако, к еще более радикальному выводу о невозможности согласовать даже данные только о ядрах групп  $H$ ,  $M$  и  $L$ .

(выход полностью отсутствует), то трудность с составом не возникает. Однако в такой модели к. л. должны за время существования Галактики  $\sim 10^{10}$  лет пройти толщу вещества  $\simeq 6,5 \text{ г/см}^2$  (см. столбцы 4 и 5 в табл. VII), что соответствует средней концентрации газа в Галактике  $n \simeq 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ . Как уже отмечалось в § 3, это значение представляется слишком малым.

Из табл. VII следует, что «регулярная» модель не приводит к противоречию в вопросе о составе к. л. в отношении групп *H*, *M* и *L*. Поэтому можно было бы отказаться от диффузионной модели в пользу строго регулярного движения частиц вдоль силовых линий галактического магнитного поля. Если количество силовых линий, уходящих за пределы Галактики, при этом невелико, то в такой модели лишь малая доля к. л. выходит из Галактики, что в известном смысле эквивалентно наличию отражающей границы. Однако в такой модели возникают трудности при объяснении изотропии, поскольку при регулярном движении частицы распространяются от источника вдоль каждой силовой линии только в одном направлении. Если даже допустить, что вдоль данной силовой линии потоки к. л. в обоих направлениях одинаковы (это требует специальной аргументации), то и в этом случае должна наблюдаться анизотропия в составе к. л., так как пройденная толща вещества существенно зависит от угла между скоростью частицы и направлением магнитного поля (речь идет о спиральном движении к. л. вдоль магнитных силовых линий).

Что касается равновесного состава с учетом выхода частиц (см. (4,27)), то и здесь наблюдаемый состав может быть объяснен лишь при существенной утечке частиц из Галактики: в табл. VII принято, что  $\lambda_{\text{в}} \simeq 17 \div 27 \text{ г/см}^2$ , тогда как пробег протонов по отношению к поглощению  $\lambda_{\text{р}} = 72 \text{ г/см}^2$  (т. е.  $\lambda = \bar{c}T = 14 \div 20 \text{ г/см}^2$ , где  $T$  — полное время жизни протона в Галактике:  $T^{-1} = T_{\text{р}}^{-1} + T_{\text{в}}^{-1}$ ).

Таким образом, хотя еще и не доказано, что изменение модели не позволит объяснить химический состав к. л. и при наличии полного отражения от границы Галактики, нам, тем не менее, представляется более естественным сделать вывод о несущественности отражения и в то же время сохранить диффузионную модель. При этом предположение о выходе к. л. из Галактики может не противоречить даже модели «клубка силовых линий», если речь идет о выходе в результате неустойчивости и связанного с ней «выброса» к. л. из Галактики (см.<sup>101</sup> и § 3,в).

Из сказанного в § 3,в и оценки, приводимой ниже, ясно, что с энергетической точки зрения это связано с увеличением мощности источников только на один порядок.

Второй важный вывод, который можно сделать при рассмотрении результатов, приведенных в табл. VII, состоит в том, что к. л. в источниках должны содержать весьма значительное количество очень тяжелых ядер. Доля этих последних оценена из соотношений  $N_{\text{VH}} = q_{\text{VH}} F_{\text{VH}}$ ,  $N_{\text{H}} = q_{\text{H}} F_{\text{H}}$  (см. (4,16) и (4,20) с  $i = 1$ ) и известного у Земли отношения  $\frac{N_{\text{VH}}}{N_{\text{H}}} = 0,28$ . Как видно, во всех рассмотренных моделях группа *H*-ядер в источнике состоит в значительной мере из *VH*-ядер. Далее, если в природе  $\frac{N_{\text{VH}}}{N_{\alpha}} = 2 \cdot 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-5}$ , то в источниках к. л.  $\frac{N_{\text{VH}}}{N_{\alpha}} = 0,1 \div 0,05$ , т. е. на одно и то же количество  $\alpha$ -частиц в к. л. приходится приблизительно в  $10^3$  раз больше очень тяжелых ядер, чем в среднем во Вселенной.

Мы использовали отношения концентрации *VH*-ядер к концентрации  $\alpha$ -частиц, вместо обычно употребляемых отношений концентраций ядер *H* или *VH* к концентрации протонов, так как для оценки количества протонов в источнике требуются значения вероятностей  $p_{i\text{р}}$ , о кото-

рых пока известно мало. Приведенные в таблице значения  $q_p$  оценены по полному наблюдаемому у Земли потоку нуклонов в предположении, что средний пробег по отношению к поглощению для нуклонов  $\lambda_{\text{нукл}} \simeq \lambda_p = 72 \text{ г/см}^2$ . Тогда

$$\frac{N_{\text{нукл}}}{N_H} = \frac{q_{\text{нукл}}}{q_H} \frac{F_{\text{нукл}}}{F_H} \quad \text{и} \quad q_p = q_{\text{нукл}} - \sum_{i=H, M, L, \alpha} A_i q_i. \quad (4,29)$$

Указанные особенности состава релятивистских частиц в источнике едва ли могут быть объяснены просто аномальным составом элементов в источнике без привлечения механизма преимущественного ускорения тяжелых элементов. В самом деле, столь большое содержание очень тяжелых ядер по отношению к средним и  $\alpha$ -частицам в атмосферах звезд и в газовых туманностях, т. е. в тех областях, где возникает к. л., пока из наблюдений не вытекает. В рамках теории происхождения элементов значительный избыток тяжелых элементов хотя и может быть получен во внутренних частях звезд, но вопрос о его сохранении при выходе газа на поверхность звезды остается открытым. Правда, как раз в отношении Сверхновых часто предполагают, что они аномально богаты тяжелыми элементами, но все же речь идет не о нескольких порядках. Наконец, даже допустив, что источники к. л. значительно богаче тяжелыми элементами, чем известные астрономические объекты, с обсуждаемой точки зрения нужно было бы еще показать, что состав частиц остается неизменным при инжекции и ускорении от тепловых до релятивистских энергий, что само по себе далеко не очевидно.

С другой стороны, указанная в § 4,б возможность преимущественного ускорения тяжелых ядер не требует специфического состава источников и дает естественное объяснение избытка тяжелых ядер в составе ускоренных частиц.

В этой связи заметим, что близкий к наблюдаемому состав к. л. у Земли можно получить уже в предположении, что в источниках ускоряются только  $VH$ -ядра <sup>136</sup>\*). Результаты расчета состава для этого случая приведены в табл. VIII.

Таблица VIII

Состав космических лучей при ускорении только  $VH$ -ядер ( $\bar{A}=50$ )

$\frac{N_i}{N_H}$	Равновесный состав (см. (4,27а))		Регулярная модель (см. (4,15))		Диффузионная модель без отражения (см. (4,26))		Диффузионная модель с полным отражением (см. (4,25))		Состав к. л. наблюдаемый у Земли	
	а	б	а	б	а	б	а	б	среднее	пределы (ориентировочно)
$N_{VH}/N_H$	0,45	0,45	0,1	0,12	0,18	0,21	0,27	0,27	0,28	0,20 ÷ 0,30
$N_M/N_H$	0,93	1,33	1,82	2,2	1,68	2,14	1,26	1,8	2,2	2,0 ÷ 2,5
$N_L/N_H$	0,63	0,66	1,0	0,66	1,15	0,99	1,04	1,15	0,8	0,5 ÷ 1,0
$N_\alpha/N_H$	10,3	18,3	11,8	16,1	17,6	24,6	15,8	27,0	35	30 ÷ 40
$N_p/N_H$	510	472	200	116	471	320	755	702	520	500 ÷ 600
			$s=12 \text{ г см}^2$	$s=10,6 \text{ г см}^2$	$\xi=0,5$	$\xi=0,6$	$\xi=1$	$\xi=1$		

\* ) Возможность образования наблюдаемого состава в результате фрагментации тяжелых ядер рассматривалась также в <sup>28</sup>.

Здесь, ввиду отсутствия данных о вероятностях фрагментации для группы  $VH$  в водороде, доля  $VH$ -ядер у Земли оценена из соотношения  $N_{VH}/N_H = F_{VH}/F_H$  (это соотношение получается при предположении, что в источнике группа  $H$  состоит целиком из  $VH$ -ядер и, следовательно,  $q_H = q_{VH}$ ; см. (4,20)). Число протонов по отношению к  $VH$ -ядрам оценено из соотношений (4,29), где принято, что интенсивность источника в отношении нуклонов  $q_{\text{нукл}} = \bar{A}_{VH} q_{VH}$ , причем  $\bar{A}_{VH} = 50$  есть средний атомный вес группы  $VH$ . В последней строке таблицы приведены принятые оптимальные значения характерных параметров для разных моделей. Заметим, что с увеличением пройденной толщи вещества (большие  $s$  или, соответственно, меньшие  $\xi$ ) все отношения, за исключением  $N_{VH}/N_H$ , возрастают. При этом отношение  $N_L/N_H$  становится существенно больше наблюдаемого. Наоборот, при уменьшении толщи пройденного вещества (меньшие  $s$  или, соответственно, большие  $\xi$ ) отношение  $N_L/N_H$  убывает, но зато становятся слишком малыми отношения  $N_M/N_H$ ,  $N_a/N_H$  и  $N_p/N_H$ . Как видно из таблицы, состав, наиболее близкий к наблюдаемому, дает диффузионная модель без отражения при  $\xi = 0,6$  и наборе б) вероятностей фрагментации. Вместе с тем, значение  $\xi = 10^{-30} \frac{D}{n} \sim 0,6$  слишком мало, так как даже при  $n \sim 0,1$  получается, что  $D = \frac{lv}{3} \sim 3 \cdot 10^9 l \sim 6 \cdot 10^{28}$  или длина свободного пробега  $l \sim 6 \text{ лс}$ .

Впрочем, вопрос о значении  $l$  нужно считать в значительной мере открытым. Обычно используются большие значения  $l \sim 100 \text{ лс}$ , но, возможно, эти значения относятся к большим неоднородностям, тогда как для рассеяния к. л. существенны меньшие неоднородности (в этой связи см. § 2, б).

Нужно иметь в виду, что предположение об ускорении только тяжелых ядер является идеализацией. В действительности будет существовать некоторый конечный, хотя и относительно малый поток и других ядер из области тепловых в область релятивистских энергий. Важным здесь остается то, что условия инжекции наиболее благоприятны для тяжелых ядер и поэтому их доля в составе ускоренных частиц значительно возрастает по сравнению с исходным составом элементов в источнике.

Остановимся более подробно на диффузионной модели без отражения. В диффузионной модели легко вычислить степень анизотропии к. л.  $\delta$  по формуле (см. 1).

$$\delta = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} = \frac{4D}{c} \frac{1}{N} \left| \frac{dN}{dr} \right|. \quad (4,30)$$

Полагая  $D = 10^{29}$ , из (4,30) и (4,26) получаем  $\delta_a = 1,4 \cdot 10^{-3}$  и  $\delta_b = 1,6 \cdot 10^{-3}$  для  $H$ -ядер (индексы а и б указывают на варианты а и б в табл. VII). Для полного потока нуклонов  $\delta_a = 7,9 \cdot 10^{-4}$  и  $\delta_b = 8,5 \cdot 10^{-4}$ . Значение  $D = 10^{29}$  выбрано в соответствии с данными о химическом составе — оно отвечает «пробегу»  $l \simeq 10 \text{ лс}$  (положить  $D \simeq 10^{30}$  здесь вряд ли возможно, поскольку  $\frac{D}{n} = 10^{30} \xi \sim 10^{30}$  из данных о химическом составе, а положить  $n > 0,1$  даже в галактической плоскости нет оснований).

Оценим, наконец, необходимую в диффузионной модели без отражения (4,26) мощность источников к. л. Согласно <sup>143</sup> поток первичных к. л. у Земли составляет  $0,18 \text{ част/см}^2 \cdot \text{стерад} \cdot \text{сек}$ . Отсюда, учитывая в соответствии с табл. I вклад ядер с  $A > 1$ , получим полный поток нуклонов  $I_{\text{нукл}} = 0,24 \text{ нукл/см}^2 \cdot \text{стерад}$  и их концентрацию  $N_{\text{нукл}} = \frac{4\pi}{c} I_{\text{нукл}} = 1,0 \cdot 10^{-10} \text{ нукл/см}^3$ . Тогда из (4,26) при  $\lambda_{\text{нукл}} = \lambda_p = \bar{c} T_p = 72 \text{ г/см}^2$ ,  $r = 8 \text{ кпс} = 2,5 \cdot 10^{22} \text{ см}$ ,  $D = 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}$  и  $\xi = 1,5 \div 2,3$  (см. табл. VII) для

интенсивности источников находим

$$q_{\text{нукл}} \simeq (5 \div 6) \cdot 10^{42} \text{ нукл/сек.} \quad (4,31)$$

При средней энергии к. л.  $\bar{\epsilon} \simeq 5 \text{ Бэв/нукл}$  энергетическая мощность источников соответственно должна быть равна

$$U = q_{\text{нукл}} \bar{\epsilon} \simeq 3 \cdot 10^{52} \text{ эв/сек} \simeq 5 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек.} \quad (4,32)$$

Это значение мощности источников на порядок превышает оценку, полученную в § 3 (см. (3,3)). Однако, как уже отмечалось в § 4, а, новые данные позволяют повысить оценку энергетической мощности источников. Заметим, что значение (4,32) при использовании соотношения  $U = \frac{W}{T}$  (см. (3,3)) приводит при  $W \sim 10^{56} \div 10^{57}$  к времени  $T \sim 3 \cdot 10^7 \div 3 \cdot 10^8$  лет. Здесь, очевидно, время  $T \ll T_p \sim 3 \cdot 10^9$  лет и поэтому практически равно времени диффузионного выхода к. л. из Галактики с радиусом  $R \sim 3 \div 5 \cdot 10^{22}$  см.

При наличии отражения значения коэффициента  $\delta$  и мощности  $U$  только уменьшаются по сравнению со случаем открытой модели. Таким образом, в пользу отсутствия отражения от галактических «границ» свидетельствуют лишь данные о химическом составе к. л. Как ясно из изложенного, соответствующие выводы являются пока предварительными — они получены в предположении о справедливости диффузионного приближения и для значений различных параметров, установленных еще не окончательно.

#### ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Состояние теории происхождения космических лучей оценивается иногда довольно пессимистически на том основании, что вместо точных вычислений в этой области часто приходится довольствоваться грубо приближенными расчетами, а в некоторых случаях ответы на важные вопросы не являются однозначными. Разумеется, при современном состоянии вопроса допустимы разные мнения и нельзя требовать какого-то единства взглядов на проблему происхождения к. л. Вместе с тем, мы хотели бы подчеркнуть, что некоторые критические замечания в этом отношении все же заведомо являются плодом недоразумения — результатом «физического» подхода к астрофизике. Действительно, проблема происхождения к. л. — проблема астрофизическая, и этот факт, конечно, не изменится тем, что интересуются ею преимущественно физики. К астрофизике же (так же, как, например, к биофизике и даже геофизике) нельзя в целом подходить с критериями, уместными в применении к ряду разделов современной физики. Забывающие об этом занимают позицию, аналогичную позиции тех математиков, которые считают даже лучшие теоретические построения физиков недостаточно строгими или бездоказательными. Несмотря на подобную математическую «нестрогость» теоретическая физика, как известно, быстро развивается. Точно также достижениям астрофизики за последнее время можно только поражаться, даже когда речь и не идет о точных измерениях. Например, определение величины межзвездных магнитных полей с напряженностью порядка  $10^{-6}$ — $10^{-5}$  э с точностью до фактора порядка единицы трудно не признать выдающимся достижением. Достаточно учесть сложность этой задачи, которая сравнительно недавно казалась вообще неразрешимой. Аналогично, еще несколько лет назад все гипотезы о происхождении к. л. представлялись почти чисто умозрительными и не было реальной надежды изучать к. л. за пределами солнечной системы. Сейчас же, с развитием радиоастрономии, можно

определять характер энергетического спектра релятивистских электронов в различных областях Галактики и далеко за ее пределами.

Не видеть этих кардинальных сдвигов, как и пытаться уже сейчас обсуждать все вопросы теории происхождения к. л. на уровне теории циклических ускорителей или каскадных ливней, в равной мере представляется нам невозможным.

Прогресс в области теории происхождения к. л. был достигнут на пути широкого использования астрофизических (в частности, радиоастрономических) данных в сочетании с изучением первичных к. л. у Земли и анализом некоторых теоретических вопросов. Дальнейшего продвижения вперед также можно ожидать только в результате комплексного использования разных возможностей и постановки ряда новых экспериментов.

Радиоастрономическими методами нужно уточнить данные о радиоизлучении (интенсивность, спектр, в отдельных случаях поляризация) в гало, диске, спирали и центре Галактики, а также данные об излучении галактических туманностей (в первую очередь, оболочек сверхновых звезд). Интересны вопросы о возможном радиоизлучении новых и некоторых других нестационарных звезд. Изучение на нескольких частотах различных галактик, в частности родственных нашей (туманность *M31* в Андромеде и др.), с помощью больших радиотелескопов позволит, вероятно, получить сведения о характере галактических границ, о релятивистских электронах и магнитных полях между галактиками и др. Происхождение излучающих электронов в гало, быть может, удастся выяснить в результате детального определения спектра радиоизлучения в зависимости от галактических координат (см. § 3, д).

Наблюдение линий нейтрального водорода ( $\lambda = 21$  см) позволит, видимо, уточнить сведения о плотности газа в галактических гало. Оценка плотности возможна, в принципе, и путем определения спектра длинноволнового космического радиоизлучения (см. § 3, а).

Непосредственное отношение к проблеме происхождения к. л. имеют также многочисленные астрофизические исследования, касающиеся структуры Галактик и галактических магнитных полей, межзвездной и межгалактической среды, нестационарных звезд (в особенности сверхновых) и т. д.

Особо нужно упомянуть о теоретических задачах, связанных с выяснением особенностей движения к. л. в магнитных полях (точность диффузионного приближения, роль и механизм нарушений адиабатического инварианта и т. д.), с механизмом взрыва и разлета оболочек сверхновых звезд и с ускорением к. л. в этих оболочках.

Целый ряд существенных моментов должен быть выяснен также путем дальнейшего изучения первичных космических лучей у Земли. Так, уточнение спектра первичных к. л. по зарядам позволит установить, ускоряются ли в источниках преимущественно тяжелые ядра или же все ядра (наличие в спектре по зарядам глубокого провала свидетельствовало бы в пользу второй возможности; см. § 1, а). Сюда же относится окончательное разрешение затянувшегося спора о количестве в первичных к. л. ядер  $Li$ ,  $Be$  и  $B$ , а также определение количества ядер  $He^3$ ,  $H^2$  (дейтерий) и ряда других изотопов.

Помимо непосредственного определения химического состава к. л., для выяснения их состава в источниках необходимо знать вероятность трансформации и фрагментации различных ядер при их движении в межзвездной среде (водород, гелий). Для нахождения этих вероятностей трудно использовать только данные, полученные с фотопластинками и, видимо, более надежны радиохимические методы, связанные с использо-

ванием ускорителей или наблюдением образующихся осколков ядер к. л., проходящих через слой жидкого водорода, поднятого на баллонах.

Другая важнейшая задача — определение химического состава к. л. при высоких энергиях. Как мы видели в §§ 3 и 4, тяжелые ядра с энергией  $\leq 10^{19}$  эв еще вполне могут иметь галактическое происхождение, в то время как протоны такой энергии, по всей вероятности, должны уже приходиться из Метагалактики. С этой проблемой тесно связан и вопрос об изменениях энергетического спектра при высоких энергиях и о возможной связи этих изменений с непостоянством химического состава к. л. или повышением роли к. л. метагалактического происхождения. Изученные к. л. высокой и сверхвысокой энергии существенно и с точки зрения нахождения степени анизотропии  $\delta$  (см. § 1, б).

Еще одна актуальная задача состоит в определении количества первичных электронов и отдельно позитронов (с энергией  $E \geq 10^9$  эв) у Земли; упомянем также о существовании первичных  $\gamma$ -лучей\*). Последние должны испускаться источниками к. л. типа сверхновых звезд или ярких «радиогалактик» (Лебедь А, Дева А).

Изучение к. л. солнечного происхождения, а также вариаций интенсивности к. л. становится, как известно, все более эффективным методом исследований межпланетных магнитных полей и процессов на Солнце. Вместе с тем, механизм ускорения к. л. на Солнце представляет интерес и с точки зрения теории происхождения к. л. (важно, в частности, выяснить спектр к. л. солнечного происхождения по зарядам). С проблемой же вариаций тесно связан вопрос о «высокоширотном обрезании» спектра к. л. Является ли это обрезание магнитным и происходило в пределах солнечной системы или как-то отражает характер ускорения к. л. в источниках? Этот важный вопрос еще окончательно не решен, хотя наиболее распространено мнение, что обрезание обусловлено влиянием упорядоченного магнитного поля солнечной системы или хаотическими полями в межпланетной среде, но не ролью источников или замедлением к. л. в межзвездном пространстве.

Итак, можно указать на целый ряд совершенно конкретных экспериментов и методов наблюдения, использование которых позволит ответить на многие из вопросов, остающихся еще открытыми. Правда, проведение некоторых опытов потребует больших усилий (например, наблюдение в составе первичных к. л. электронов и позитронов довольно сложно даже с использованием спутников, поскольку поток легких частиц должен составлять лишь доли процента от полного потока к. л.). С другой стороны, решения отдельных задач можно ожидать в самое ближайшее время — это относится, например, к окончательному установлению количества первичных ядер Li, Be и B и выяснению вопроса о провалах в спектре к. л. по зарядам. Таким образом, имеются основания надеяться, что к следующей Международной конференции по физике к. л. (Япония, 1961 год) можно будет констатировать заметное продвижение вперед и в отношении проблемы происхождения космических лучей.

#### ПРИМЕЧАНИЯ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

I. Прямой эксперимент, который мог бы выяснить природу высокоширотного обрезания, состоит в измерении потока к. л. в зависимости от расстояния от Солнца (в случае постоянства потока обрезание происходит, очевидно, вне солнечной системы). Успешный запуск космических ракет делает такой опыт вполне реальным.

\*) Напомним, что экспериментально первичные электроны и позитроны, не говоря уже о  $\gamma$ -лучах, еще не обнаружены (см. § 1, б).

II. В случае, если высокоширотное обрезание связано со спектром источников, это обрезание могло бы не иметь места для электронов и позитронов: вторичные электроны и позитроны, которые, вероятно, играют существенную роль (см. § 3, д) вне солнечной системы, должны иметь также энергии, лежащие ниже предела высокоширотного обрезания. В экспериментальном отношении об электронах и позитронах у Земли с энергиями, меньшими  $\sim 10^9$  эв, нет никаких данных (см. <sup>1,48</sup>; об электронах в радиационных поясах здесь речь, конечно, не идет).

III. В интересной работе <sup>144</sup>, появившейся после сдачи настоящей статьи в печать, также предлагается модель, в которой магнитное поле в спирали и, в особенности, в гало является в значительной мере хаотическим. При этом поле в гало состоит как бы из отдельных петель (колец из силовых линий). Эти «петли» представляют собой определенную разновидность рассеивающих к. л. магнитных «облаков» или неоднородностей, существование которых предполагается в диффузионной картине. В связи с этим диффузионное приближение в модели <sup>144</sup> должно быть достаточно хорошим, причем никаких галактических границ не существует (другими словами, отражение от «границ» гало можно считать отсутствующим, в пользу чего мы и приводим в настоящей статье некоторые аргументы; см. § 4, г).

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, УФН **62**, 37 (1957); Progress in elementary particle and cosmic ray physics, том IV, гл. V, Amsterdam, 1958.
2. S. Hayakawa, K. Ito and Y. Terashima, Progr. Theoret. Phys., Suppl. **6**, 1 (1958).
3. P. Morrison, Handb. Phys. **46**, 1 (1959).
4. Nuovo Cimento, Suppl. **8**, No. 2 (1953).
5. C. J. Waddington, The composition of the primary cosmic radiation, Progress in Nuclear Physics, том 8, Pergamon press (в печати).
6. H. Aizu, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, M. Koshiba, I. Mito, J. Nishimura, K. Yokoi, The primary cosmic radiation at Prince Albert, Canada, Тр. Межд. конф-ции по косм. лучам\*, Москва, июль 1959, т. III; см. также Phys. Rev. **116**, 436 (1959).
7. P. S. Freier, E. P. Ney, C. J. Waddington, Phys. Rev. **113**, 921 (1959).
8. P. S. Freier, E. P. Ney, C. J. Waddington, Phys. Rev. **114**, 365 (1959).
9. А. Н. Чарахчьян, Т. Н. Чарахчьян, Энергетический спектр первичных космических частиц, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959); ЖЭТФ **35**, 1088 (1958).
10. A. Engler, M. F. Kaplan, J. Klarman, Phys. Rev. **112**, 597 (1958).
11. F. B. McDonald, Nuovo Cimento, Suppl. **8**, 500 (1958).
12. P. H. Fowler, P. S. Freier, E. P. Ney, Nuovo Cimento, Suppl. **8**, 492 (1958).
13. J. H. Noon, A. J. Herz, B. J. O'Brien, Nuovo Cimento **5**, 854 (1957).
14. R. Cester, A. Debenedetti, C. M. Garelli, A. Quassiat, L. Tallone, M. Vigone, Nuovo Cimento **7**, 371 (1958).
15. V. Bisi, R. Cester, C. M. Garelli, L. Tallone, Nuovo Cimento **10**, 881 (1958).
16. C. J. Waddington, Nuovo Cimento, Suppl. **8**, 513; 518 (1958).
17. M. Koshiba, G. Schultz, M. Schein, Nuovo Cimento **9**, 1 (1958).
18. M. V. K. Apparao, S. Biswas, R. P. Daniel, K. A. Neelkantan, B. Peters, Phys. Rev. **110**, 751 (1958).
19. C. J. Waddington, The interaction of very heavy cosmic ray nuclei, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
20. F. W. O'Dell, M. M. Shapiro, B. Stiller, Abundance ratio of Lithium, Beryllium, Boron to the heavier primary nuclei in the cosmic radiation, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
21. B. Waldeskog, O. Mathiesen, K. Kristiansson, On the charge spectrum of heavy nuclei, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959); см. также Arkiv fys., **17**, 427, 441, 455, 485 (1960).

\*) Ссылки на материалы Московской конференции по космическим лучам в дальнейшем даются с названием докладов и указанием — Тр. Моск. конф-ции (1959).

22. P. L. Jain, E. Lohrman, M. W. Teucher, The energy spectrum of the heavy nuclei in the cosmic radiation between 7 and 100 Bev/nucleon, Тр. Моск. конф-ции (1959).
23. H. E. Suess, H. C. Urey, Rev. Mod. Phys. 28, 53 (1956).
24. A. G. W. Cameron, Astrophys. J. 129, 676 (1959).
25. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, Искусственные спутники Земли, вып. 2, Изд-во АН СССР, стр. 70 (1958).
26. S. F. Singer, Progr. in elem. particle and cosm. ray phys., т. IV, 204 (1958).
27. P. H. Fowler, C. J. Waddington, P. S. Freier, J. Naugle, E. P. Ney, Philos. Mag. 2, 157 (1957).
28. P. J. Duke, Observation of the helium nuclei of the cosmic radiation, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
29. D. Evans, Observations on the heavy nuclei of the cosmic radiation at very low energies, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
30. F. B. McDonald, Phys. Rev. 109, 1367 (1958).
31. W. R. Webber, Nuovo Cimento, Suppl. 8, 532 (1958).
32. A. Engler, U. Haber-Schaim, Phys. Rev. 95, 1700 (1954).
33. M. F. Kaplan, D. M. Ritson, Phys. Rev. 88, 386 (1952).
34. C. J. Waddington, P. H. Fowler, Philos. Mag. 1, 637 (1956).
35. S. Biswas, P. J. Lavakare, K. A. Neelakantan, P. G. Shukla, The energy spectrum in the primary cosmic radiation, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
36. M. F. Kaplan, B. Peters, H. L. Reynolds, D. M. Ritson, Phys. Rev. 85, 295 (1952).
37. R. E. Danielson, Phys. Rev. 113, 1311 (1959).
38. А. Т. Барздей, В. И. Рубцов, Ю. А. Смородин, М. В. Соловьев, Б. В. Толкачев, Поглощение нуклонов с энергией  $10^{11} \div 10^{13}$  эв в атмосфере, Тр. Моск. конф-ции (1959).
39. P. H. Barrett, L. M. Bollinger, G. Cossioni, Y. Eisenberg, K. Greisen, Rev. Mod. Phys. 24, 133 (1952).
40. G. Clark, J. Earl, W. Kraushaar, J. Linsley, B. Rossi, F. Scherb, Nature 180, 406 (1957).
41. B. Rossi, The MIT air shower program, Тр. Моск. конф-ции, т. I (1959); см. также Scient. Amer., Novemb. 1959, стр. 135.
42. Г. В. Куликов, Г. Б. Христиансен, ЖЭТФ 35, 3 (1959) и Тр. Моск. конф-ции (1959).
43. H. V. Neher, Phys. Rev. 103, 228 (1956).
44. J. R. Winkler, K. A. Anderson, Phys. Rev. 108, 148 (1957).
45. F. B. McDonald, Phys. Rev. 116, 462 (1959); см. также Phys. Rev. 115, 149 (1959).
46. Л. И. Дорман, Вариации космических лучей, Гостехиздат, 1957.
47. S. Naayaka, M. Koshida, Y. Tegashima, Interpretation of the energy spectrum of heavy primary cosmic rays, препринт (1959); см. также Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
48. В. Л. Гинзбург, Г. Г. Гетманцев и М. И. Фрадкин, Тр. 3-го совещания по вопросам космогонии, стр. 149, М., 1954.
49. H. Elliot, R. J. Hynds, J. J. Quenby and G. J. Wenk, The cosmic ray time variations and the solar magnetic field, Тр. Моск. конф-ции, т. IV (1959).
50. E. N. Parker, Astrophys. J. 128, 664 (1958).
51. Тр. Межд. конф-ции по косм. лучам, т. IV, Москва, июль 1959.
52. B. Peters, Primary cosmic radiation and extensive air showers, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
53. G. T. Murthy, B. Peters, P. V. Ramana Murthy, B. V. Shreekanthan, An experiment for measuring the chemical composition of primaries in the air shower region, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
54. С. Н. Вернов, Г. Т. Зацепин, Г. Б. Христиансен, А. Е. Чудakov, Сообщение на Всесоюзной конф-ции по косм. лучам, Тбилиси, 1956 г.
55. J. Delvaile, F. Kendziorski, K. Greisen, Absence of solar and sidereal time variations of EAS during 1958, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
56. P. Morrison, Nuovo Cimento 7, 858 (1958).
57. M. P. Savedoff, Nuovo Cimento 13, 12 (1959).
58. И. С. Шкловский, Космическое радиоизлучение, М., Гостехиздат, 1956.
59. В. Л. Гинзбург, УФН 51, 343 (1953); Fortschr. Phys. 1, 659 (1954); Nuovo Cimento, Suppl. 3, 38 (1956).
60. С. И. Сыроватский, Астрон. ж. 36, 17 (1959).
61. А. А. Корчак, Астрон. ж. 34, 365 (1957).
62. Б. А. Трубников, ДАН 118, 913 (1958).
63. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М. Физматгиз, 1960.

64. В. Л. Гинзбург, ДАН 92, 1133 (1953).
65. И. М. Гордон, ДАН 94, 813 (1954); Бюлл. КНСО АН СССР, № 10, 49 (1954).
66. Тр. 3-го совещания по вопросам космогонии, М., Изд-во АН СССР, 1954.
67. Тр. 5-го совещания по вопросам космогонии, М., Изд-во АН СССР, 1956.
68. Г. М. Гарибян и П. Н. Гольдман, Изв. АН Армянской ССР 7, 31 (1954).
69. К. С. Westfold, *Astrophys. J.* 130, 241 (1959).
70. J. H. Oort, Th. Walraven, *Bull. Astron. Inst. Netherlands* 12, 285 (1956).
71. В. А. Разин, *Астрон. ж.* 35, 241 (1958).
72. J. M. Thompson, *Nature* 180, 495 (1957).
- 72a. С. Н. Мауер, Т. Р. McCullough and R. M. Sloanaker, *Astrophys. J.* 126, 468 (1957); см. также *Astron. J.* 64, 338 (1959).
- 72b. А. Д. Кузьмин и В. А. Удалцов, *Астрон. ж.* 36, 33 (1959).
73. В. В. Игарева, *Радиофизика* 3, 165 (1960).
74. Д. Поззи и Р. Брейсуэлл, *Радиоастрономия*, М., ИЛ, 1958.
75. *Radioastronomy (Paris Symposium)*, Stanford University Press (1959). Наиболее полный источник современных радиоастрономических данных.
76. G. R. Whitfield, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 117, 680 (1957).
77. G. Westerhout, *Bull. Astron. Inst. Netherlands* 14, 215 (1958).
78. В. Y. Mills, E. R. Hill, O. B. Slee, *Observatory* 78, 116 (1958); *Austr. J. Phys.* 11, 530 (1958).
79. В. А. Разин, *Радиофизика (Изв. вузов)* 3 (1960).
80. E. R. Hill, *Austr. J. Phys.* 11, 580 (1958).
81. C. A. Shain, *Austr. J. Phys.* 11, 517 (1958).
82. H. Rishbeth, *Austr. J. Phys.* 11, 550 (1958).
83. M. Ryle, *Proc. Roy. Soc.* 248, 289 (1958).
84. O. Struve, *Sky and Telescope* 18, 364 (1959).
- 84a. G. W. Rougoor and J. H. Oort, *Proc. Nat. Acad. Sci. Amer.* 46, 1 (1960).
85. F. D. Drake, *Sky and Telescope* 18, 428 (1959).
86. Ю. Н. Парисский, ДАН 129, 1261 (1959).
87. С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, М., Изд-во АН СССР, 1959.
88. M. I. Large, D. S. Mathewson, C. G. T. Haslam, *Nature* 183, 1250, 1663 (1959).
89. R. Hanbury Brown, C. Hazard, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 119, 297 (1959).
90. L. Woltjer, *Astrophys. J.* 130, 38 (1959).
91. И. С. Шкловский, *Успехи радиоастрономии и радиоастрономическая теория происхождения космических лучей*, Тр. Моск. конф-ции (1959).
92. И. С. Шкловский, *Астрон. ж.* 37, 256 (1960) и в печати.
93. H. Tunnmer, *Philos. Mag.* 3, 370 (1958).
94. J. H. Oort, F. J. Kerr, G. Westerhout, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 118, 379 (1958); *Scient. Amer.* 201, No. 2, 44 (1959); *Hanb. Phys.* 53 (1959).
95. H. M. Johnson, *Philos. Mag.* 4, 877 (1959).
96. Г. Г. Гетманцев, *Радиофизика (Изв. вузов)* 2, 3 (1959); *Астрон. ж.* 36, 422 (1959).
97. G. R. Burbidge, *Astrophys. J.* 129, 849 (1959).
98. И. С. Шкловский, *Астрон. ж.* 31, 533 (1954).
99. R. M. Kalbach, J. J. Lord, C. H. Tsao, *Phys. Rev.* 113, 330 (1959).
100. V. Peters, *Progr. in cosm. ray phys.* 1, 193 (1952).
101. С. Б. Пикельнер и И. С. Шкловский, *Астрон. ж.* 34, 145 (1957); *Rev. Mod. Phys.* 30, 935 (1958); *Ann. astrophys.* 22, 913 (1959).
102. В. Л. Гинзбург, *Радиофизика (Изв. вузов)* 1, № 5—6, 3 (1958); *Radioastronomy (Paris Symposium)*, стр. 589, 1959.
103. G. R. Ellis, *J. Geophys. Res.* 62, 229 (1957).
104. F. Hoyle, *Radio source problems* (препринт).
105. V. Peters, *Nuovo Cimento, Suppl.* 14, No. 2, 436 (1959).
106. В. А. Разин, *Астрон. ж.* 35, 829 (1958).
107. L. Bierman, L. Davis, *Z. Naturforsch.* 13a, 909 (1958); см. также «On the acceleration of cosmic rays during the early part of evolution of our Galaxy», Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
108. F. D. Kahn and L. Woltjer, *Astrophys. J.* 130, 705 (1959).
109. L. Davis, *On the diffusion of cosmic rays in the Galaxy*, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
110. В. Л. Гинзбург, *Некоторые вопросы теории происхождения космических лучей*, Тр. Моск. конф-ции, т. III (1959).
111. T. Gold, F. Hoyle, *Paris Symposium on Radioastronomy*, препринт (1958), (см. <sup>63</sup>, стр. 582).
112. В. Л. Гинзбург, С. Б. Пикельнер и И. С. Шкловский, *Астрон. ж.* 32, 503 (1955); 33, 447 (1956).

113. G. Cocconi, *Nuovo Cimento*, Suppl. 8, 472 (1958).  
 114. G. Cocconi, *Nuovo Cimento* 13, 1433 (1956).  
 115. G. R. Burbidge, *Phys. Rev.* 107, 269 (1959).  
 116. La structure et l'évolution de l'univers. Bruxelles (1958).  
 116a. Д. А. Франк-Каменецкий, Физические процессы внутри звезд, гл. XIV, М., Физматгиз, 1959.  
 117. E. N. Parker, *Phys. Rev.* 99, 241 (1955).  
 118. J. H. Piddington, *Austr. J. Phys.* 10, 515 (1957).  
 119. Б. Н. Гершман, *Астрон. ж.* 36, 190 (1959).  
 120. Г. Г. Гетманцев, *Астрон. ж.* 35, 722 (1958).  
 121. П. М. Гордон, *Тр. Астрон. обсерват. ХГУ* 12, 15 (1957); *Астрон. ж.* 34, 739 (1957); 35, 458 (1958); *ЖЭТФ* 37, 853 (1958); *Астрон. ж.* 37, 246 (1960).  
 122. H. Babcock, *Phys. Rev.* 109, 2210 (1958).  
 123. П. П. Холопов, *Астрон. ж.* 36, 434 (1959).  
 124. S. A. Colgate, M. H. Johnson, *Origin of cosmic rays*, препринт (1959).  
 125. W. F. G. Swan, *Processes involved in electromagnetic acceleration of particles to cosmic-ray energies*, *Тр. Моск. конф-ции*, т. III (1959).  
 126. E. Fermi, *Phys. Rev.* 75, 1169 (1949); *Astrophys. J.* 119, 1 (1954).  
 127. Л. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, М., ЦЛ, 1957.  
 128. H. Alfven, *Momentum spectrum of cosmic radiation*, *Тр. Моск. конф-ции*, т. III (1959).  
 129. W. B. Thompson, *Proc. Roy. Soc.* A233, 402 (1955).  
 130. Л. П. Дорман, *О начальной стадии ускорения заряженных частиц*, *Тр. Моск. конф-ции*, т. III (1959).  
 131. P. Morrison, S. Olbert, B. Rossi, *Phys. Rev.* 94, 440 (1954).  
 132. С. П. Сыроватский, *Сб. «Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы»*, стр. 45—48, Изд. АН Латв. ССР, Рига, 1959.  
 133. E. N. Parker, *Phys. Rev.* 109, 1328 (1958).  
 134. С. П. Сыроватский, *ЖЭТФ* (в печати).  
 135. А. А. Корчак, С. П. Сыроватский, *ДАН* 122, 792 (1958).  
 136. А. А. Корчак, С. П. Сыроватский, *К вопросу о составе космических лучей*, *Тр. Моск. конф-ции*, т. III (1959).  
 137. V. Radjoradhya, C. J. Waddington, *Philos. Mag.* 3, No. 25 (1958).  
 138. E. Lohmann, M. W. Teucher, *Phys. Rev.* 115, 636 (1956).  
 139. А. П. Жданов, П. И. Федотов, *ЖЭТФ* 37, 392 (1959).  
 140. F. S. Rowland, R. L. Wolfgang, *Phys. Rev.* 110, 175 (1958).  
 141. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547 (1957).  
 142. S. Hayakawa, C. Hayashi, K. Ito, S. Jugaku, M. Nishida, N. Ohya, H. Tsuda, H. Tsuji, *Chemical composition of cosmic rays and origin of elements*, *Тр. Моск. конф-ции*, т. III (1959).  
 143. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов и Ю. И. Логачев, *ДАН* 125, 304 (1959).  
 144. F. Hoyle and J. G. Ireland, *Mon. Not.* 120, 173 (1960).

