

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
И РАДИОАСТРОНОМИЯ****В. Л. Гинзбург****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	343
§ 1. Электронная компонента космических лучей и космическое радиоизлучение	348
§ 2. Движение заряженных частиц в межзвёздной среде	359
§ 3. Статистический механизм ускорения частиц в межзвёздной среде и в оболочках звёзд	368
§ 4. Замечания к теории происхождения космических лучей	377
а. Некоторые следствия, вытекающие из экспериментальных данных. Критика гипотезы о солнечном происхождении космических лучей	377
б. Сверхновые и новые звёзды как вероятные источники космических лучей	385
§ 5. Заключение	388
Цитированная литература	391

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о происхождении космических лучей возник, по существу, более 40 лет назад одновременно с открытием космических лучей. Однако в течение длительного периода времени данные о первичных космических лучах, достигающих границы земной атмосферы, полностью отсутствовали, в связи с чем невозможно было серьёзно обсуждать проблему происхождения космических лучей. Достаточно сказать, что даже через 20 лет после открытия космических лучей было принято считать, что первичные лучи состоят из жёстких фотонов; затем первичные частицы считались электронами, и только около 10 лет назад было окончательно установлено, что большая часть первичной компоненты состоит из протонов. Ядра гелия и других элементов в составе первичных космических лучей были обнаружены лишь в 1948 г., и таким образом, только в самые последние годы выяснился состав первичной компоненты, знание которого совершенно необходимо для построения основанной на опытных данных, а не спекулятивной, теории происхождения космических лучей.

Приведём здесь кратко основные сведения о первичной компоненте космических лучей у Земли (подробнее см. сборники^{1,2}).

1. Первичная компонента состоит из протонов ($80 \div 85\%$), α -частиц ($15 \div 20\%$) и ядер других элементов (Li, Be, B, C, N, O, Ne, Fe и др.), причём ядра с $Z > 2$, вместе взятые, присутствуют в первичном потоке в количестве $\sim 1\%$ от всех падающих частиц. Существенно, что состав ядерной компоненты космических лучей не совпадает со средним составом вещества во вселенной. Особенно это относится к ядрам Li, Be и B, процентное содержание которых в космических лучах примерно в миллион раз больше, чем в среднем в космосе.

2. Энергетический спектр первичных протонов и ядер имеет вид

$$I(E) = \frac{K}{E^\gamma}, \quad I(E \geq E_0) = \int_{E_0}^{\infty} I(E) dE = \frac{K}{(\gamma-1) E_0^{\gamma-1}}, \quad (1)$$

где I — интенсивность соответствующих частиц, K — некоторая постоянная и E — полная энергия протона или одного нуклона в ядре (таким образом, энергия ядра равна AE , где A — атомный вес ядра). В области энергий $5 \cdot 10^8 \text{ эв} < E < 3 \cdot 10^{10} \text{ эв}$ как для протонов, так и для ядер $\gamma = 2,0 \div 2,2$. При больших энергиях спектр известен лишь для всей первичной компоненты, а не отдельно для протонов и ядер. При $5 \cdot 10^{10} < E < 10^{12} \text{ эв}$ $\gamma \approx 2,5$, в области $10^{13} < E < 10^{18} \text{ эв}$ $\gamma \approx 2,7 \div 3$. Не исключено, что при больших энергиях состав первичной компоненты отличен от её состава при $E < 3 \cdot 10^{10} \text{ эв}$.

На геомагнитной широте 58° , где в вертикальном направлении на Землю могут прийти лишь протоны с энергией $E > 1,5 \cdot 10^9 \text{ эв}$ ($E_{\text{кин}} = E - Mc^2 > 5,6 \cdot 10^8 \text{ эв}$), полная интенсивность первичных частиц равна $I \approx 0,3 \frac{\text{частицы}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}}$. Отсюда в силу изотропии космических лучей следует, что концентрация первичных космических частиц у Земли

$$N(E > 1,5 \cdot 10^9 \text{ эв}) \approx \frac{4\pi}{c} I(E > 1,5 \cdot 10^9 \text{ эв}) \approx 10^{-10} \text{ см}^{-3}$$

и в области энергий $5 \cdot 10^8 < E < 3 \cdot 10^{10} \text{ эв}$ приближённо

$$N(E) \approx \frac{0,1}{E^2} \text{ см}^{-3} \text{ эв}^{-1},$$

$$N(E > E_0) = \int_{E_0}^{\infty} N(E) dE \approx \frac{0,1}{E_0} \text{ см}^{-3}, \quad (2)$$

где E и E_0 измеряются в электрон-вольтах *).

*) Точнее, при изотропии $N(E) = \frac{4\pi}{v} I(E)$, где v — скорость частицы. Поскольку при $E_{\text{кин}} \sim 5,6 \cdot 10^8 \text{ эв}$ ещё $v \sim c$ и мы не стремимся к боль-

Плотность энергии $W = \int E_{\text{кин}} N(E) dE$, связанная с космическими лучами, где $N(E)$ берётся согласно (2), достигает значения $W \sim 1 \text{ эв/см}^3$. Для сравнения укажем, что плотность энергии излучения вблизи плоскости Галактики равна примерно $0,3 \frac{\text{эв}}{\text{см}^3}$, а плотность энергии теплового движения в ионизированных областях межзвёздного газа порядка $1 \frac{\text{эв}}{\text{см}^3}$ (это значение получается при температуре газа $\sim 10^4^\circ$ и концентрации $n \sim 1$). Таким образом, в предположении, что концентрация и спектр космических лучей в Галактике в целом близки к имеющим место у Земли, нужно считать с тем, что энергия, связанная с космическими лучами, сравнима и даже превосходит энергию теплового излучения и внутреннюю энергию межзвёздного газа.

3. Электроны, позитроны и фотоны (т. е. частицы мягкой компоненты) в составе первичных космических лучей не обнаружены. Из опыта следует лишь, что поток мягких частиц с $E > 1,2 \cdot 10^9 \text{ эв}$ не превосходит 0,6% от полного потока первичных частиц. Отсюда вытекает, что концентрация релятивистских электронов у Земли $N_e(E > 1,2 \cdot 10^9 \text{ эв}) < 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}$.

4. Из опыта явствует, что первичные космические лучи изотропны по направлениям. Далее, установлена связь между космическими лучами и солнечной деятельностью. В этом отношении особенно примечательны сильные вариации интенсивности космических лучей, связанные с мощными солнечными извержениями (см. ^{1,2}). Наконец, должно учитываться и найти свое объяснение обрезание спектра на высокой широте, т. е. тот факт, что в спектре космических частиц, достигающих Земли, отсутствуют частицы с импульсами, меньшими примерно $1,2 \cdot 10^9 \frac{\text{эв}}{c}$ (для однозарядных частиц)^{2, 55}.

Очевидно, что любая теория происхождения космических лучей заслуживает пристального внимания только в том случае, если она находится в согласии по крайней мере с основными из перечисленных фактов. С этой точки зрения сразу же ясна несостоятельность целого ряда старых гипотез о происхождении космических лучей. Например, неоднократно обсуждавшаяся аннигиляционная гипотеза не объясняет присутствия в составе первичной компоненты сложных ядер.

Наличие у первичных частиц электрического заряда и вся совокупность имеющихся данных в целом непосредственно указывают на то, что ускорение космических частиц как-то связано с электро-

шой точности, можно, как это сделано в тексте, положить

$$N(E > E_0) \approx \frac{4\pi}{c} I(E > E_0).$$

магнитными полями. В частности, с этой точки зрения естественно присутствие в составе первичной компоненты различных ядер, на что было указано Альфвеном ⁴ ещё за 10 лет до обнаружения таких ядер на опыте. Вместе с тем утверждение об электромагнитном характере ускорения является настолько общим, что его самого по себе ещё совершенно недостаточно для построения теории происхождения космических лучей.

Задача теории происхождения космических лучей заключается в том, чтобы указать конкретный механизм ускорения в реальных астрофизических условиях и для вполне определённых объектов (на Солнце, на звёздах определённого класса и т. д.). Попытки в этом направлении делались уже давно, начиная с работы Сванна ⁵, указавшего, что изменение во времени магнитного поля вблизи солнечных (и, возможно, звездных) пятен может приводить к ускорению частиц до энергий в $10^9 \div 10^{10}$ эв. Вслед за тем Альфвен ⁴ (см. также ⁶) предложил модель «небесного циклотрона», связанную с предположением о наличии магнитного момента у обеих компонент двойных звёзд. В дальнейшем вопрос об ускорении частиц на Солнце и в звёздных атмосферах был рассмотрен рядом авторов, причём особенно подробно Я. П. Терлецким ⁷ (предложившим, в частности, механизм ускорения, связанный с несовпадением магнитного момента и оси вращения звезды) и, недавно, Риддифордом и Батлером ⁸.

В наши задачи не входит сколько-нибудь подробное обсуждение вопроса об индукционном механизме ускорения частиц на Солнце и на звёздах (см. работы ^{3, 4, 5, 7, 8} и обзоры ^{6, 9}), и мы ограничимся в этой связи лишь двумя замечаниями.

Во-первых, теория звёздных и солнечных индукционных ускорителей ещё далека от завершённости. Дело здесь прежде всего в том, что в соответствующих работах ускоряемые частицы считаются движущимися в вакууме (некоторые оговорки, сделанные в этом отношении в ⁸, не меняют сути дела). Между тем звёздные атмосферы, в первом приближении вращающиеся вместе со звездой, обладают огромной проводимостью, в силу чего переменное магнитное поле, например, переменное поле пятен, должно в какой-то степени экранироваться токами, текущими в оболочке. Другими словами, высокая проводимость, а также подвижность среды приводит к тому, что создать в этой среде сильное электрическое поле несравненно труднее, чем в вакууме (см. ⁶ § 7.6 и ^{1, 12}). Поэтому, а также из-за наличия ионизационных потерь теория звёздных ускорителей не может основываться на модели, в которой предполагается, что частица движется в вакууме. Подобное приближение, возможно, окажется допустимым в областях, достаточно удалённых от фотосферы звезды, где плотность газа мала и длина свободного пробега очень велика, но в этих областях поле может быть уже значительно слабее, чем предполагается при оценках энергии ускоряемых частиц. Таким образом, вопрос о звёздных и солнечных индукционных уско-

рителях нуждается в дальнейшем исследовании с учётом отмеченного обстоятельства.

Второе замечание, которое нужно сделать, пожалуй, ещё более существенно. Допустим даже, что в каких-то условиях звёздные индукционные ускорители могут работать, могут генерировать космические лучи. Но реализуются ли эти условия в действительности, какие звёзды генерируют космические лучи, в каком количестве, с каким спектром? На все эти вопросы ответа по существу не даётся и, главное, если исключить из рассмотрения Солнце, не видно путей, на которых такие ответы можно было бы получить.

Немногом лучше обстоит дело и с теорией или, точнее, гипотезой о солнечном происхождении космических лучей^{10, 11, 12, 13}. В отношении генерации космических частиц на Солнце или вблизи Солнца имеются определённые данные; некоторые предположения, которые приходится делать, допускают проверку. Однако важнейшим элементом теории солнечного происхождения космических лучей является совершенно гипотетическое предположение о характере магнитного поля в окрестностях $\sim 0,1$ светового года вокруг Солнца. Кроме того, эта гипотеза встречается с рядом других возражений, о которых речь будет идти в § 4а.

Таким образом, в настоящее время, по нашему мнению, нет никаких убедительных доводов в пользу предположения об индукционной генерации основной части космического излучения на звёздах или на Солнце.

Другая возможность, указанная Ферми¹⁴, состоит в том, что ускорение частиц происходит в межзвёздной среде. Однако сейчас ясно, что если механизм Ферми в межзвёздном пространстве вообще эффективен, то он действует лишь при энергиях, больших примерно 10^{11} эв, но не может объяснить первичного ускорения космических лучей.

Из сделанного краткого обзора, отражающего состояние вопроса о происхождении космических лучей без учёта радиоастрономических данных, о которых речь пойдёт ниже, ясно, что в этой области не приходится говорить не только о существовании какой-то законченной теории, но до последнего времени нельзя было даже нарисовать надёжно обоснованную, а не чисто гипотетическую картину происхождения космических лучей.

Это обстоятельство не может вызвать особого удивления, если вспомнить, что все упомянутые данные о первичных космических лучах относятся к окрестностям Земли, в то время как с точки зрения происхождения космических лучей интересны в первую очередь сведения об этих лучах в местах их генерации, в просторах Галактики или, в лучшем случае, вблизи Солнца.

Есть ли какая-нибудь надежда получить экспериментальные данные о космических лучах вдали от Земли? На этот вопрос можно на первый взгляд дать только отрицательный ответ, и поэтому среди

физиков оказалось весьма распространённым скептическое отношение к перспективам развития теории происхождения космических лучей.

Основная цель настоящей статьи состоит в том, чтобы осветить существенное изменение ситуации, связанное с развитием радиоастрономии. Как мы увидим в § 1, радиоастрономические методы позволяют определить концентрацию и спектр электронной компоненты космических лучей в пространствах Галактики, позволяют указать и исследовать области, где генерируются космические лучи. Таким образом открывается возможность выяснить именно те моменты, которые оставались до сих пор совершенно неясными, что и препятствовало решению вопроса о происхождении космических лучей.

Правда, радиоастрономические данные позволяют непосредственно судить лишь об электронной компоненте космических лучей (ниже мы будем для краткости говорить об этих электронах, как о космических электронах). Но сведения об электронах удаётся связать со сведениями о космических протонах и ядрах, и, таким образом, известная ограниченность радиометодов отнюдь не лишает их ценности, не говоря уж о том, что и сами космические электроны представляют такой же интерес, как протоны и ядра.

Для интерпретации экспериментальных данных о космических лучах необходимо рассмотреть вопрос о различных процессах, происходящих с быстрыми частицами при их движении в межзвёздной среде. Об этом речь будет идти в § 2 и, частично, в § 3, посвящённом вопросу о статистическом механизме ускорения частиц как в межзвёздной среде, так и в оболочках звёзд. Далее, в § 4 мы остановимся на ряде вопросов, связанных с происхождением космических лучей, и постараемся дать общую схему генерации и эволюции космических лучей в Галактике.

В заключительном § 5 будут сделаны краткие выводы, касающиеся состояния проблемы происхождения космических лучей в данный момент и указаны задачи дальнейшей экспериментальной и теоретической работы в этой интересной области астрофизики и физики космических лучей.

§ 1. ЭЛЕКТРОННАЯ КОМПОНЕНТА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И КОСМИЧЕСКОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ

Как известно, на Земле наблюдается как солнечное радиоизлучение, так и космическое радиоизлучение, которое состоит из нескольких компонент: внегалактического излучения (излучения внегалактических туманностей), излучения отдельных галактических туманностей и общего галактического излучения.

Излучение туманностей (галактических и внегалактических) приходит на Землю в небольшом телесном угле, т. е. мы имеем здесь дело с дискретными источниками космического радиоизлучения.

Общее галактическое радиоизлучение, напротив, относительно медленно меняется с изменением направления наблюдения и имеет как бы характер непрерывного фона, на котором заметны отдельные дискретные источники радиоизлучения (их часто называют «радиозвёздами» или «радиотуманностями»).

Часть общего галактического радиоизлучения носит тепловой характер — она обусловлена тепловым излучением ионизованных областей межзвёздного газа (подробнее об этом, а также о всех других затрагиваемых нами радиоастрономических вопросах см. ^{15, 16}). Однако в метровом диапазоне, на волнах длиннее примерно 1,5 м, тепловое излучение для большинства направлений не является основным. Это ясно из того, что температура ионизованных областей межзвёздного газа (так называемых III областей) не превосходит $\sim 10^4$ градусов. Поэтому эффективная температура $T_{\text{эф}}$ теплового общегалактического радиоизлучения также не может превосходить $10\,000^\circ$. Между тем, например, на волне 16,3 м в направлении на центр Галактики $T_{\text{эф}} \approx 175\,000^\circ$, а в направлении на галактический полюс $T_{\text{эф}} \approx 50\,000^\circ$.

Нетепловое галактическое излучение ещё недавно пытались связать с совокупным излучением неразрешённых аппаратурой дискретных источников, которые считались звёздами нового типа. Однако это объяснение, всёгда казавшееся нам по ряду причин весьма сомнительным*), сейчас полностью отпало после того, как была установлена незвёздная природа дискретных источников (см. выше).

Другое предположение, в настоящее время единственное известное, сводится к тому, что нетепловое галактическое радиоизлучение представляет собой тормозное излучение релятивистских (космических) электронов в межзвёздных магнитных полях ^{17—20}.

В магнитном поле электрон вращается (движется по винтовой линии) с циклической частотой

$$\omega_H = \frac{eH}{mc} \cdot \frac{mc^2}{E}, \quad (3)$$

где E — полная энергия и H — как и везде ниже, перпендикулярная скорости слагающая магнитного поля. В нерелятивистском случае $\omega_H = \frac{eH}{mc}$ и излучение электрона имеет дипольный характер, причём частота излучения равна ω_H ; но при $E/mc^2 \gg 1$ излучение должно носить совсем другой характер, как это сразу ясно уже из того известного факта, что релятивистская частица излучает электромагнитные волны практически лишь в угле $\theta \sim \frac{mc^2}{E}$ с

*) Достаточно сказать, что гипотетические радиозвёзды должны были давать радиоизлучение с эффективной температурой, достигающей 10^{18} градусов, и вместе с тем принадлежать к какому-то типу крайне многочисленных красных или даже инфракрасных карликов.

направлением скорости. Поэтому релятивистский электрон, движущийся, например, по окружности, излучает только в направлениях, близких к плоскости орбиты, причём всё время по касательной к своей траектории. В результате наблюдатель в плоскости орбиты будет регистрировать отдельные «всплески» излучения, повторяющиеся с частотой $\nu_H = \frac{\omega_H}{2\pi}$ и длящиеся время $\Delta t \sim \frac{R\theta}{c} \sim \frac{mc^2}{E\omega_H} \sim \frac{mc}{eH}$, где $R \approx \frac{c}{\omega_H}$ — радиус орбиты и $\theta \sim \frac{mc^2}{E}$ — угол, в котором сосредоточено излучение.

Строгий анализ излучения релятивистских частиц, движущихся в постоянном однородном магнитном поле, был произведён Шоттом²¹ более сорока лет назад. В дальнейшем эти результаты были частично получены вновь, частью подверглись дальнейшему обсуждению и интерпретации в статьях целого ряда авторов^{22–28}. Ниже, так же как в^{18–20}, мы будем базироваться на работе В. В. Владимирского^{25 *}).

Энергия, излучаемая электроном за 1 секунду в интервале частот $d\nu$, равна $P(\nu) d\nu$, где

$$\left. \begin{aligned} P(\nu, E) \equiv P(\nu) &= 2\pi P(\omega) = 16 \frac{e^3 H}{mc^2} p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) = \\ &= 16 \left(\frac{e^2}{c}\right) \omega_H \left(\frac{\omega}{2\omega_H}\right)^{1/3} Y(u), \\ \omega_H &= \frac{eH}{mc} \frac{mc^2}{E}, \quad \omega_m = \frac{eH}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2, \quad u = \left(\frac{\omega}{2\omega_m}\right)^{2/3}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь H — перпендикулярная скорости слагающая магнитного поля; предполагается (как и везде ниже), что $E/mc^2 \gg 1$, и, наконец, $p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$ и $Y(u) = \frac{p(2u^{3/2})}{u^{1/2}}$ — функции, в предельных случаях имеющие вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{\omega}{\omega_m} \ll 1: \quad p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) &= 0,256 \left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)^{1/3}, \quad Y(u) = 0,256, \\ \frac{\omega}{\omega_m} \gg 1: \quad p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) &= \frac{1}{16} \left(\pi \frac{\omega}{\omega_m}\right)^{1/2} e^{-\frac{2\omega}{3\omega_m}}, \\ Y(u) &= -\frac{(2\pi)^{1/2}}{16} u^{1/4} e^{-1/3 u^{3/2}}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

*) Заметим, что в интересующих нас случаях заведомо выполнено условие $\hbar\omega \ll E$, где ω — циклическая частота излучения, $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ — постоянная Планка и E — энергия частицы. При этом условии излучение можно рассматривать классическим образом^{25, 28}, что мы и делаем. Встречающиеся в литературе утверждения^{28а} о том, что квантовые эффекты должны быть заметны при несоблюдении значительно более слабых условий, чем указанное, являются ошибочными.

Значения функций $Y(u)$ и $uY(u)$, которые нам понадобятся в дальнейшем, приведены в таблице I.

Таблица I

u	$Y(u)$	$uY(u)$	u	$Y(u)$	$uY(u)$
0	0,256	0	1,8	0,0085	0,0154
0,2	0,204	0,041	2,0	0,0050	0,01
0,4	0,156	0,062	2,2	0,0028	—
0,6	0,115	0,069	2,4	0,0015	—
0,8	0,081	0,065	2,6	0,00083	—
1,0	0,055	0,055	2,8	0,00044	—
1,2	0,036	0,0425	3,0	0,00023	0,0007
1,4	0,023	0,0325	3,5	0,00004	—
1,6	0,014	0,023	4,0	0,000006	—

При $\omega \approx 0,5 \omega_m$ функция $p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$ максимальна и равна 0,10. Таким образом в максимуме:

$$P(\nu_{\max}) = 1,6 \frac{e^3 H}{mc^2} = 2,15 \cdot 10^{-22} H \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{герц}}, \quad (6_1)$$

$$\nu_{\max} = 0,5 \frac{\omega_m}{2\pi} = 1,4 \cdot 10^6 H \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \text{ герц}. \quad (6_2)$$

Применим приведённые формулы к интересующей нас задаче (см. 18—20).

Интенсивность наблюдаемого на Земле радиоизлучения равна*)

$$I_\nu = \frac{1}{4\pi} \int P(\nu, E) N_e(E, \mathbf{r}) dE dr, \quad (7)$$

где $N_e(E, \mathbf{r})$ — дифференциальный энергетический спектр электронов в точке $\mathbf{r}$; интегрирование ведётся вдоль луча зрения, и предполагается, что в силу хаотического характера поля $\mathbf{H}$ вдоль луча зрения излучение в среднем можно считать изотропным (отсюда

*) Напомним, что, по определению, интенсивность I_ν есть поток излучения, отнесённый к единичным телесному углу и спектральному интервалу, через единичную площадку, перпендикулярную направлению наблюдения (направлению распространения излучения). Поток излучения от некоторого источника (например, дискретного источника радиоизлучения)

равен $F_\nu = \int_{\Omega} I_\nu d\Omega$, где Ω — телесный угол, отвечающий рассматриваемому источнику.

множитель $\frac{1}{4\pi}$ в (7); сделанное предположение приводит к тому, что получающиеся формулы верны, вообще говоря, лишь с точностью до множителя порядка единицы).

Кроме того, ~~что~~ в (7) не учтено поглощение излучения в межзвёздной среде, но этот момент неявно будет приниматься во внимание при обработке экспериментальных данных. Нужно также заметить, что мы считаем излучение происходящим в вакууме, т. е. считаем показатель преломления среды, в которой движется релятивистский электрон, равным единице. Это законно только, если $|1 - n(\nu)| \ll \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2$, где $n(\nu)$ — показатель преломления для рассматриваемой частоты излучения ν [см.^{24, 49} и *]. В интересующих нас случаях (межзвёздный газ, расширяющиеся оболочки звёзд) можно считать, что показатель преломления среды равен показателю преломления электронно-ионной плазмы при отсутствии внешнего поля, т. е. что $n^2 = 1 - \frac{e^2 N_0}{\pi m \nu^2}$, где N_0 — концентрация свободных электронов в среде. Обычно $|1 - n| \ll 1$ и, следовательно, $1 - n = -\frac{e^2 N_0}{2\pi m \nu^2}$. Полагая теперь $\nu \sim \nu_{\max}$, видим, что приведенные выше формулы для интенсивности излучения, где положено $n = 1$, применимы, если $\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \gg \frac{10^{-5} N_0}{H^2}$. В межзвёздной среде при $H \sim 10^{-5}$ и $N_0 \sim 1$

*) Получить приведенное в тексте неравенство и понять его смысл особенно легко, если вспомнить, что в формулах, характеризующих излучение релятивистской частицы в вакууме, в знаменателе имеются множители типа $(1 - \beta \cos \theta)$, где $\beta = \frac{v}{c}$ и θ — угол между направлением скорости и направлением наблюдения. Например, частота света, излучаемого движущимся осциллятором, равна $\nu(\theta) = \frac{\nu_0 \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta}$, где ν_0 — собственная частота осциллятора. Если излучение происходит не в вакууме, а в среде, то в выражении $1 - \beta \cos \theta$ нужно заменить β на $\beta n = \frac{vc}{n}$ (эта замена понятна, так как фазовая скорость света в среде равна $\frac{c}{n}$) и формула для эффекта Доплера принимает вид: $\nu(\theta) = \frac{\nu_0 \sqrt{1 - \beta^2}}{|1 - \beta n \cos \theta|}$ (подробнее см.²⁸⁵). Отсюда ясно, что при $n > 1$ излучение может быть подобно имеющему место в вакууме в крайнем релятивистском случае ($\beta \gg 1$) уже при $\beta < 1$, а иногда даже при $\beta \ll 1$ (см.²⁴). Если же $n < 1$, как это всегда имеет место в плазме при отсутствии или в достаточно слабом постоянном магнитном поле, то $1 - \beta n \cos \theta$ не стремится к нулю даже при $\beta \rightarrow 1$ и поэтому излучение (если только величина $1 - n$ не слишком мала) может не иметь черт, типичных для релятивистского случая. Пренебречь влиянием n можно, очевидно, если $|1 - \beta n - (1 - \beta)| \ll 1 - \beta$, т. е. при условии $|1 - n| \ll \frac{1 - \beta}{\beta} \sim \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2$ (при переходе к последнему выражению принято, что $1 - \beta \ll 1$).

это неравенство принимает вид $\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \gg 10^5$ и выполняется даже для волн с длиной $\lambda \sim 30$ м (особенно существенно излучение электронов, для которых $\nu_{\max} \sim \nu = \frac{c}{\lambda} \sim 10^7$ и, следовательно, $\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 = \frac{\nu_{\max}^2}{1,4 \cdot 10^6 H^2} \sim 10^6$). Аналогичные оценки показывают, что положить $n=1$ можно практически во всех интересующих нас случаях, но для достаточно длинных волн или при больших значениях параметра $\frac{N_0}{H^2}$ учёт того факта, что $n \neq 1$, приводит к резкому снижению интенсивности излучения.

Если нас интересует излучение на некоторой частоте ν , то минимальное необходимое число электронов можно определить, полагая, что все электроны обладают энергией E , связанной с частотой $\nu = \nu_{\max}$ вторым из соотношений (6). В этом случае излучение максимально и

$$I_{\nu_{\max}} = \frac{P(\nu_{\max})}{4\pi} N_e R = 1,7 \cdot 10^{-23} H N_e R \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{герц} \cdot \text{стерадиан}}, \quad (8)$$

где N_e — средняя концентрация электронов вдоль луча зрения (в рассматриваемом случае, очевидно, $N_e(E') = N_e \delta(E - E')$, где E связано с ν соотношением (6₂)) и R — размер излучающей области в данном направлении.

В случае теплового излучения с эффективной температурой $T_{\text{эф}}$

$$I_{\nu} = \frac{2kT_{\text{эф}}}{\lambda^2} = \frac{2,76 \cdot 10^{-16} T_{\text{эф}}}{\lambda^2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{герц} \cdot \text{стерадиан}}. \quad (9)$$

На опыте при $\lambda = \frac{c}{\nu} \sim 10^3 = 10$ м $T_{\text{эф}} \sim 10^5$, откуда $H N_e R \sim 10^6$ и при $R \sim 10^{23}$ (размеры Галактики)

$$H N_e \sim 10^{-17}. \quad (10)$$

По данным, о которых речь пойдёт ниже, $H \leq 10^{-5}$ и, таким образом, $N \geq 10^{-12} \text{ см}^{-3}$. Полученное значение на два порядка меньше числа космических протонов, наблюдающихся у Земли, и не противоречит данным о концентрации у Земли космических электронов. Действительно, при $\nu \sim 3 \cdot 10^7$ ($\lambda \sim 10$ м) и $H \sim 10^{-5}$ согласно (6₂) $E \sim 10^8$ эв, в то время как у Земли $N_e(E > 10^9) < 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}$, а о космических электронах с $E < 10^9$ эв вообще ничего не известно (электроны с $E < 10^9$ эв «обрезаются» магнитным полем Солнца или солнечной системы; см.²⁰ и подробнее в статье В. Л. Гинзбурга, Г. Г. Гетманцева и М. И. Фрадкина в¹).

Итак, если в Галактике имеется магнитное поле $H \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ эрстед, то гипотеза о связи космического радиоизлучения с тормозным излучением космических электронов в магнитных полях оказы-

вается вполне разумной и заслуживает тщательной проверки. Поэтому необходимо хотя бы кратко остановиться на вопросе о величине межзвёздного магнитного поля.

В этом отношении имеются следующие указания (подробнее см. ^{1, 6, 29, 30}):

1) Изотропия космических лучей и необходимость удержать их в Галактике (см. § 3) заставляют полагать, что в межзвёздной среде имеется магнитное поле с $H > 10^{-8}$ эрстед. Действительно, радиус кривизны релятивистской однозарядной частицы с энергией E в поле H равен

$$r = \frac{E \text{ (в эв)}}{300 H}. \quad (11)$$

Отсюда при $E \sim 10^{17}$ эв (энергия, близкая к максимальной наблюдающейся) $r \sim R \sim 3 \cdot 10^{22}$ см $\approx 10\,000$ парсек *) при $H \sim 10^{-8}$ эрстед. Фактически нужно требовать выполнения неравенства $r \ll R$, но, с другой стороны, изотропия с высокой степенью точности доказана ³¹ только для частиц с $E \leq 10^{14}$ эв. Таким образом, получающаяся оценка поля H довольно груба; во всяком случае поле $\sim 10^{-6}$ эрстед обеспечивает изотропию и медленность выхода частиц из Галактики.

2) Наблюдающуюся на опыте поляризацию света звёзд пытаются объяснить влиянием космической пыли, ориентированной в магнитных полях с напряжённостью $\sim 10^{-5}$ (правда, как экспериментальная, так и теоретическая сторона вопроса о поляризации света звёзд не позволяет считать указанный вывод окончательным; см. ²⁹).

3) В пользу существования межзвёздных магнитных полей говорят общие магнитогидродинамические соображения. Межзвёздный газ является прекрасным проводником (в большинстве случаев его проводимость можно считать бесконечной); с другой стороны, газ этот находится в состоянии турбулентного движения, которое в случае проводящей среды должно, по ряду соображений, сопровождаться появлением токов и магнитного поля. В стационарном состоянии можно ожидать равенства магнитной энергии и кинетической энергии газа

$$\frac{H^2}{8\pi} = \frac{\rho v^2}{2} \quad (12)$$

(ρ — плотность газа и v — его скорость).

*) Согласно весьма убедительным соображениям С. Б. Пикельнера ³⁰ галактический разрежённый межзвёздный газ (концентрация $n \lesssim 0,1$) образует «сферическую подсистему» с размерами $\sim 10\,000$ пс (вероятно, система ближе к эллипсоидальной с малой осью, несколько меньшей или близкой к 10^4 пс, и большой осью $\sim 3 \cdot 10^4$ пс). Магнитное поле и космические лучи образуют подсистему, близкую к подсистеме разрежённого газа. Напомним, что большая часть «звёздного населения» и облака межзвёздного газа ($n \sim 10$) образуют плоскую подсистему с толщиной $\sim 10^3$ пс и диаметром $\sim 3 \cdot 10^4$ пс $\approx 10^{23}$ см (это и есть диаметр Галактики).

Вопрос о том, достигается ли в межзвёздном пространстве это равенство, окончательно ещё не решён; эта проблема очень важна и интересна. Во всяком случае, из (12) можно оценить поле H , получая при этом, повидимому, верхнюю границу. Используя известные значения ρ и v для облаков межзвёздного газа ($v \approx 6 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$,

$\rho \approx 2 \cdot 10^{-23} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$), получаем $H \sim 10^{-5}$. В разрежённом межзвёздном газе между облаками и над плоскостью Галактики $v \sim 5 \cdot 10^6$, $\rho \sim 10^{-25}$ и также $H \sim 10^{-5}$ (см. ³⁰).

Заметим, что плотность энергии поля при $H = 3 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$ равна $\frac{H^2}{8\pi} \approx 0,3 \div 3 \frac{\text{эв}}{\text{см}^3}$, т. е. одного порядка величины с плотностью энергии связанной с космическими лучами (см. введение).

Мы видим, что значение поля H , которое было принято выше для интерпретации радиоастрономических данных, не противоречит приведённым оценкам. Поэтому само наличие нетеплового галактического радиоизлучения также должно, по нашему мнению, рассматриваться как одно из самых убедительных указаний на существование межзвёздного магнитного поля.

Убедительность этого аргумента станет особенно ясной в свете всего дальнейшего изложения, причём с этой точки зрения существенно, что сейчас не видно никаких возможностей объяснить нетепловое космическое радиоизлучение каким-либо другим образом, кроме обсуждаемого *).

Перейдём к более детальной интерпретации данных о нетепловом галактическом радиоизлучении. Данные эти можно суммировать, указав, что в диапазоне $1,5 < \lambda < 16,3 \text{ м}$

$$I_\nu = a \frac{c}{\nu} = a\lambda, \quad a \approx 5 \cdot 10^{-21} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ сек} \cdot \text{герц} \cdot \text{стерадиан}}, \quad (13)$$

*) Легко показать, что тормозное излучение электронов и протонов при их соударениях с частицами межзвёздного газа и ряд других мыслимых процессов не в состоянии, при разумных предположениях, привести к появлению наблюдаемого радиоизлучения. В ³² это излучение также связывается с тормозным излучением в магнитных полях, но излучением не электронов, а протонов. При таком предположении всё равно необходимо допустить существование магнитных полей. Вместе с тем, как было отмечено ещё в ¹⁸, такое объяснение представляется нам совершенно нереальным. Дело в том, что протон излучает так же, как и электрон, если его энергия $E_p = \left(\frac{M}{m}\right)^2 E = 3,4 \cdot 10^6 E$, где E — энергия электрона и M — масса протона. Поэтому для объяснения наблюдаемого излучения нужно, чтобы концентрация протонов с $E_p \geq 10^{14}$ была на несколько порядков больше наблюдаемой в космических лучах у Земли. Мы не будем подробнее останавливаться на связанных с таким предположением трудностях, так как предпочтительность электронов по сравнению с протонами в данном случае представляется нам совершенно очевидной.

где точность определения α , вероятно, не превосходит 50% (приведенное значение получено для направления на галактический полюс; подробнее см. 4).

Выражение (13) нужно сравнить с (7), для чего необходимо еще задаться видом спектра. Мы примем, что спектр космических электронов, как и спектр других космических частиц, носит степенной характер:

$$N_e(E) = \frac{K}{E^\gamma}. \quad (14)$$

Учитывая (4) и (14) и считая, что вдоль луча зрения на пути R плотность $N_e(E)$ не зависит от координат, получаем из (7):

$$\begin{aligned} I_\nu &= \frac{R}{4\pi} \int_0^\infty P(\nu, E) N_e(E) dE = \\ &= \frac{3}{\pi} (2\pi)^{\frac{1-\gamma}{2}} \frac{e^2 H}{mc^2} \left[\frac{2eH}{m^3 c^3} \right]^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma) K R \nu^{\frac{1-\gamma}{2}} \approx \\ &\approx 1,3 \cdot 10^{-22} (2,8 \cdot 10^8)^{\frac{\gamma-1}{2}} \times \\ &\times U(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} R \lambda^{\frac{\gamma-1}{2}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{герц} \cdot \text{стерадиан}}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$U(\gamma) = \int_0^\infty Y(u) u^{\frac{3\gamma-5}{4}} du;$$

при $\gamma = 1; \frac{5}{3}; 2; 3$ и 7 функция $U(\gamma)$ соответственно равна $0,37; 0,163; 0,125; \frac{\pi}{36} = 0,087$ и $\frac{7\pi}{144} = 0,153$.

На опыте интенсивность общего нетеплового галактического радиозлучения I_ν пропорциональна λ (см. (13)), и следовательно, согласно (13)–(15) $\gamma = 3$ и

$$I_\nu \approx 3,1 \cdot 10^{-15} K H^3 R \lambda \approx 5 \cdot 10^{-21} \lambda, \quad (16)$$

откуда $K H^2 R \approx 1,6 \cdot 10^6$ *).

Принимая наибольшие разумные значения $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ см и $H \sim 10^{-5}$, получаем наименьшее значение $K_{\min} \sim 3 \cdot 10^{-19} \approx 10^5 \frac{(\text{эв})^2}{\text{см}^3}$. Чтобы иметь известный запас, положим $K = 10^6 \frac{(\text{эв})^2}{\text{см}^3}$, в результате чего

*) Заметим, что в рассматриваемом случае (при $\gamma = 3$) более тщательное усреднение по углу между направлением наблюдения и направлением изотропного в среднем магнитного поля H_0 приводит только к тому, что в формуле (16) $H^2 = \frac{2}{3} H_0^2$.

приходим к спектру

$$\left. \begin{aligned} N_e(E) &\approx \frac{10^6}{E^3} \text{ эв}^{-1} \text{ см}^{-3}, \\ N_e(E > E_0) &= \int_{E_0}^{\infty} N_e(E) dE \approx \frac{10^6}{2E_0^2} \text{ см}^{-3}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Отсюда $N_e(E > 10^9) = 5 \cdot 10^{-13}$, что не противоречит данным о космических электронах на Земле (см. также ниже). Вместе с тем концентрация $N_e(E > 10^8 \text{ эв}) = 5 \cdot 10^{-11}$, т. е. по порядку величины равна концентрации первичных космических частиц (преимущественно протонов с $E_{\text{кин}} > 5,6 \cdot 10^8 \text{ эв}$ у Земли).

При $\gamma = 3$ в излучение с частотой ν максимальный вклад вносят электроны с энергией E , отвечающей значению

$$u = \left(\frac{\omega}{2\omega_m} \right)^{2/3} = \left(\frac{\nu}{\frac{eH}{\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2} \right)^{2/3} \approx 0,6 \text{ (см. (4) и табл. I)}.$$

Излучение частиц с $u > 2$ и $u < 0,1$ уже совершенно несущественно. Отсюда следует, например, что при $H \sim 10^{-5}$ излучение на волне $\lambda = 16,3 \text{ м}$ определяется в основном электронами с энергией $E \approx 5 \cdot 10^8 \text{ эв}$, а вклад частиц с $E \lesssim 2 \cdot 10^8 \text{ эв}$ и $E \gtrsim 2 \cdot 10^9 \text{ эв}$ уже несущественен. На волне $1,5 \text{ м}$ наиболее существенны электроны с $E \approx 2 \cdot 10^9 \text{ эв}$. Таким образом, спектр (17) относится к области $2 \cdot 10^8 \lesssim E \lesssim 5 \cdot 10^9 \text{ эв}$, причём верхний предел не точен. Дело в том, что на волне $1,5 \text{ м}$ уже весьма существенно тепловое галактическое излучение; имеются также указания на то, что при $\lambda < 1,5 \text{ м}$ интенсивность нетеплового излучения падает с уменьшением длины волны быстрее, чем λ . Поэтому при $E > 10^9 \text{ эв}$ для электронов, расположенных в направлении на галактический полюс, повидимому, $\gamma > 3$ (см. ¹⁹ и ниже). В этой связи значение $N_e(E > 10^9 \text{ эв}) = 5 \cdot 10^{-13}$ представляется завышенным, что благоприятно с точки зрения данных об электронах на Земле.

Дальнейшее экспериментальное исследование интенсивности и спектра общего галактического радиоизлучения в разных направлениях даст возможность существенно уточнить и детализировать данные о космических электронах в Галактике.

Радиоизлучение большинства дискретных источников (радиотуманностей) также не может быть сведено к тепловому излучению и объясняется тормозным излучением в магнитных полях. В отношении тех дискретных источников, которые представляют собой другие галактики, например в случае большой туманности М31 в созвездии Андромеды, этот вывод особенно тесно примыкает к сделанному выше. Например, при наблюдении с туманности М31 наша Галактика также была бы заметна в радиодиапазоне в силу того, что излу-

мгалактика

ние космических электронов выходит, разумеется, за пределы Галактики. Что касается радиотуманностей, находящихся в Галактике, то важнейшие из них представляют собой остатки вспышек сверхновых звёзд. Это относится к дискретному источнику радиоизлучения в Тельце (источник Телец А или Крабовидная туманность — Сверхновая 1054 г.), к самому мощному из известных дискретных источников — источнику в Кассиопее (Кассиопея А — Сверхновая 369 г.) и к Сверхновой 1572 г. Поток радиоизлучения от источника в Кассиопее в метровом

диапазоне $F_v \approx 2 \cdot 10^{-19} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{герц}}$ *), для тельца А в диапазоне $7,5 \text{ м} \div 20 \text{ см}$ поток с точностью до 25% постоянен и равен $F_v = 2 \cdot 10^{-20}$. Для Сверхновой 1572 г. при $\lambda = 1,9 \text{ м}$ $F_v = 1,7 \cdot 10^{-21}$. Последняя из вспыхнувших в нашей Галактике сверхновых — Сверхновая 1604 г. заведомо не является особенно мощным источником, но может излучать примерно так же, как остаток Сверхновой 1572 г. (радиотелескоп с высокой чувствительностью, с помощью которого наблюдалось излучение остатков Сверхновой 1572 г., не мог быть направлен на Сверхновую 1604 г., так что вопрос об её излучении остаётся открытым).

Если считать спектр электронов и напряжённость магнитного поля постоянными по всему источнику, то поток от источника равен (см. (7)):

$$F_v = \int I_v d\Omega = \frac{V}{4\pi R^2} \int P(\nu, E) N_e(E) dE, \quad (18)$$

где V — объём источника и R — расстояние до него.

В наивыгоднейших условиях (6)

$$F_v = 1,6 \frac{e^3 H}{mc^2} \frac{N_e V}{4\pi R^2} = 1,7 \cdot 10^{-23} H \frac{N_e V}{R^2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{герц}}, \quad (19)$$

где N_e — концентрация электронов, которые все считаются обладающими энергией, связанной с частотой соотношением (6₂). Для Тельца А $R \approx 1500 \text{ пс} \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ см}$ радиус туманности $\rho \sim 1 \text{ пс} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}$ (угловой размер $\sim 5'$) и $V \approx \frac{4\pi}{3} \rho^3 \sim 10^{56} \text{ см}^3$; для Кассиопеи А $R \sim 10^{22} \text{ см}$, $\rho \sim 10^{19} \text{ см}$, $V \sim 10^{57} \text{ см}^3$. Значение поля H в оболочках сверхновых, как следует из оценок, основанных на соотношении (12), не превосходит 10^{-3} эрстеда, но, по всей вероятности, поле слабее. Поэтому в работах^{18, 33, 34}, результаты которых мы используем, принято получение $H \sim 10^{-4}$. Подставляя в (19) все приведённые значения, получаем для Тельца А $N_e V \sim 10^{50}$ и для Кассиопеи

*) Заметим для сравнения, что этот поток отвечает, например, при $\lambda = 3 \text{ м}$ радиоизлучению от Солнца с эффективной температурой $T_{\text{эф}} \approx 10^6$ градусов, которая часто и наблюдается на опыте. Таким образом, в метровом диапазоне на небе «сияют» сразу как бы «два Солнца» или, точнее, даже «три Солнца», так как внегалактический дискретный источник в Лебеде только примерно в два раза слабее источника в Кассиопее.

$N_e V \sim 10^{52}$ или, соответственно, $N_e \sim 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ и $N_e \sim 10^{-5} \text{ см}^{-3}$. Приведённые значения являются, очевидно, минимальными.

Пользуясь формулами (15) и (18), можно уточнить эти результаты, определив спектр электронов в оболочках сверхновых³⁴. При этом для Тельца А $\gamma \approx 1$ и для Кассиопеи, по менее точным данным, $\gamma \approx 8/3$. В то же время для наиболее сильных внегалактических источников (Лебедь А, Центавр, Дева), так же как для нашей Галактики в целом, $\gamma \approx 3$. Оценка полной энергии и полного числа релятивистских электронов в Тельце А, где спектр лучше известен, приводит к значениям, достигающим $\sim 10^{50} \text{ эрг}$ и $N_e (E > 2,5 \times 10^8 \text{ эв}) V \sim 10^{51}$, что отвечает средней энергии $\sim 10^{41} \text{ эв}$ на электрон.

Укажем, что И. М. Гордон³⁵ в применении к непрерывному оптическому спектру солнечных извержений и затем И. С. Шкловский³⁶ в отношении непрерывного оптического излучения Крабовидной туманности (Тельца А) предположили, что это излучение также представляет собой тормозное излучение быстрых электронов в магнитных полях. Для Тельца А поток непрерывного излучения в оптической области равен¹⁶ $F_v = 1,5 \cdot 10^{-23}$. Такое излучение будет обеспечено, если в этом источнике спектр электронов с $\gamma \approx 1$ простирается до энергий $E \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ эв}$.

Итак, радиометоды дают возможность обнаруживать присутствие релятивистских электронов в различных местах вселенной. В частности, указанные данные о радиоизлучении остатков сверхновых свидетельствуют о том, что в результате вспышек сверхновых образуется большое число релятивистских частиц. Значение этого факта для теории происхождения космических лучей, как это впервые подчеркнул И. С. Шкловский³³, трудно переоценить. Подробнее об этом речь будет идти в § 46.

§ 2. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МЕЖЗВЁЗДНОЙ СРЕДЕ

При исследовании вопроса о происхождении космических лучей необходимо выяснить характер их движения в межзвёздном пространстве, где частицы как теряют, так и, при определённых условиях, приобретают энергию. К тому же соответствующий анализ, приводимый ниже, относится в значительной мере и к случаю, когда частицы движутся в более плотных областях вселенной (в туманностях, расширяющихся оболочках сверхновых и новых звёзд, атмосферах звёзд и Солнца).

Начнём с рассмотрения потерь энергии протонами и ядрами.

Эффективное сечение для соударения двух ядер i и k с атомными весами A_i и A_k можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \pi (r_i + r_k - 2\Delta r)^2, & r_i &= 1,45 \cdot 10^{-13} A_i^{1/3}, \\ \Delta r &\approx 0,85 \cdot 10^{-13}, & r_k &= 1,45 \cdot 10^{-13} A_k^{1/3}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

При соударениях протонов с ядрами с $A \geq 8$ выражение (20) с достаточной точностью можно заменить на

$$\sigma = \pi r^2 = 6,6 \cdot 10^{-23} A^{2/3} \text{ см}^2. \quad (21)$$

Для соударений протонов с протонами согласно (20) $\sigma = 4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$; иногда в этом случае используется также сечение $\sigma = \pi \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 = 6 \cdot 10^{-26} (\mu = 276 m - \text{масса } \pi^\pm\text{-мезона})$.

Необходимо, однако, задуматься над тем, какое сечение нас интересует. Для дальнейшего в первую очередь важно знать сечение, отвечающее исчезновению частицы данного сорта. В случае ядер сечение (20) отвечает именно этому условию², так как при соударениях, о которых идёт речь, ядра разрушаются (другими словами, рождаются ядерные звёзды).

При соударениях протонов с протонами в части случаев и после соударения один из протонов обладает высокой энергией и сечение, отвечающее исчезновению быстрого протона, вероятно, существенно меньше сечения, получаемого из (20). К сожалению, опытных данных в этом направлении нет, и мы примем, так же как в¹⁴, сечение $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$.

Длины свободного пробега протонов и ядер в водороде, и в смеси 90% Н + 10% Не приведены в таблице II.

Таблица II

Ядро	Сечение в водороде	Пробег в водороде		Время свободного пробега в годах при скорости $v=c$; $T=l/c$ (водород $n=0,1$)	Смесь водорода с $n=0,01$ и гелия с $n=0,01$; T в годах	$T_{\text{протон}}/T_{\text{ядро}}$
		$l = \frac{1}{1,67 \cdot 10^{-24} n} \text{ см}$	$l = \frac{1}{\sigma n} \text{ см}$ при $n=0,1$			
Протон	$2,5 \cdot 10^{-26}$	67	$4 \cdot 10^{26}$	$4 \cdot 10^8$	$2,9 \cdot 10^8$	—
α -частица . . .	$1,3 \cdot 10^{-25}$	13	$7,7 \cdot 10^{25}$	$8 \cdot 10^7$	$7,4 \cdot 10^7$	4
O_{16}^8	$3,6 \cdot 10^{-25}$	4,6	$2,8 \cdot 10^{25}$	$3 \cdot 10^7$	$2,8 \cdot 10^7$	10
Fe_{56}^{26}	$9 \cdot 10^{-25}$	1,9	$1,1 \cdot 10^{25}$	$1,2 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^7$	25

Как уже упомянуто в § 1, в Галактике в среднем $n \leq 0,1$ и точность имеющихся данных не такова, чтобы можно было выбрать между значениями в 4-м и 5-м столбцах таблицы II. Ниже для времени жизни космических протонов мы примем значение $T = 4 \cdot 10^8$ лет, а значения из 5-го столбца используем для определения отношений $\frac{T_{\text{протон}}}{T_{\text{ядро}}}$, которые приведены в последнем столбце таблицы.

Ионизационные потери протонов и ядер с зарядом Z в атомарном водороде таковы (предполагается, что $E \ll \frac{M}{m} Mc^2$):

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_H = \frac{4\pi n e^4 Z^2}{m v} \left\{ \ln \frac{2mv^2}{I} \left(\frac{E}{Mc^2} \right)^2 - \frac{v^2}{c^2} \right\} =$$

$$= 7,62 \cdot 10^{-9} n Z^2 \frac{c}{v} \left\{ 22,2 + 4 \ln \frac{E}{Mc^2} + 2 \ln \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v^2}{c^2} \right\} \frac{\text{эв}}{\text{сек}}, \quad (22)$$

где M — масса ядра (в случае протона $Z=1$, $M=1837 m$), E — его полная энергия, $I=15 \text{ эв}$ — средняя энергия возбуждения и n — концентрация атомных электронов (в случае водорода n , конечно, есть одновременно концентрация атомов водорода). В нерелятивистском случае ($E_{\text{кин}} \approx \frac{Mv^2}{2} \ll Mc^2$):

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_H = 7,62 \cdot 10^{-9} n Z^2 \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_{\text{кин}}}} \left\{ 11,8 + \ln \frac{E_{\text{кин}}}{Mc^2} \right\} \frac{\text{эв}}{\text{сек}}. \quad (23)$$

В релятивистском случае (для протонов практически при $E > 2 \div 3 \cdot 10^9 \text{ эв}$; вместе с тем по предположению $E \ll \frac{M}{m} Mc^2$)

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_H = 7,62 \cdot 10^{-9} n Z^2 \left\{ 20,2 + 4 \ln \frac{E}{Mc^2} \right\} \frac{\text{эв}}{\text{сек}}. \quad (24)$$

Если водород полностью ионизован, то в нерелятивистском случае в (22) нужно положить $I = \hbar \omega_0 = \hbar \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m}} = 1,2 \cdot 10^{-12} \sqrt{n} \text{ эв}$, в силу чего в (23) нужно значение 11,8 заменить на $42 - \frac{1}{2} \ln n$ (n — концентрация электронов). В релятивистском случае выражение для потерь в ионизованном газе имеет вид

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_H = \frac{2\pi e^4 n}{mc} Z^2 \left\{ \ln \frac{m^2 c^2 W}{4\pi e^2 n \hbar^2} + 1 \right\} =$$

$$= 7,62 \cdot 10^{-9} n Z^2 \left\{ \ln \frac{2W}{mc^2} - \ln n + 74,6 \right\} \frac{\text{эв}}{\text{сек}}, \quad (25)$$

где n — концентрация электронов и W — максимальная энергия, передаваемая электрону ($W=E$ при $E \gg \frac{M}{m} Mc^2$; $W = 2mc^2 \cdot \frac{E}{mc^2}$)² при $Mc^2 \ll E \ll \frac{M}{m} Mc^2$).

Ниже водород обычно будет предполагаться неионизованным, как это имеет место в большинстве областей Галактики. В случае

ионизованного газа потери могут быть при том же n в $2 \div 4$ раза больше, чем при отсутствии ионизации. Ионизационные потери, связанные с наличием в межзвёздной среде гелия и других элементов, учитывать ниже не будем, так как они не превосходят $20 \div 25\%$ от потерь в водороде.

Протоны с энергией $E = 10^{10}$ эв согласно (24) при $n = 0,1$ теряют $2,3 \cdot 10^{-8}$ эв/сек или за время жизни $T = 4 \cdot 10^8$ лет $= 1,25 \cdot 10^{16}$ сек теряют $\sim 10^8$ эв, т. е. значительно меньше своей начальной энергии. Для ядер железа с энергией 10^{10} эв/нуклеон (т. е. с полной энергией $\sim 5 \cdot 10^{11}$ эв) ионизационные потери за время между ядерными соударениями также малы. Из приведённых примеров явствует, что ионизационными потерями релятивистских протонов и ядер можно при оценке их времени жизни (т. е. пробега) пренебречь. Этот факт хорошо известен из физики космических лучей, и мы остановились на ионизационных потерях потому, что их учёт существен при рассмотрении условий, необходимых для ускорения частиц (см. § 3).

Никаких потерь, кроме рассмотренных в случае протонов и ядер, учитывать не нужно (например, потери, связанные с попаданием частиц на звёзды, а также некоторые другие потери, ничтожно малы).

Однако в отношении ядер необходимо ещё подчеркнуть важность вопроса об их взаимных превращениях (см.², стр. 233 и¹). Наличие таких превращений ясно в связи с присутствием в первичном потоке ядер Li, Be и B, относительное содержание которых во вселенной в среднем в $\sim 10^6$ раз меньше, чем в космических лучах (предположение о том, что в источнике космических лучей содержание ядер Li, Be и B на много порядков отличается от среднего, представляется по ряду причин крайне мало вероятным). Для образования наблюдаемого в первичном потоке количества Li, Be, B нужно, чтобы пробег ядер C, N и O в межзвёздном водороде был в среднем не меньше длины свободного пробега для ядерных соударений, т. е. не меньше ~ 5 г/см² (см. табл. II). Таким образом, космические лучи, наблюдаемые на Земле, прожили в среднем не менее $3 \cdot 10^7$ лет; вероятнее всего, что космические лучи генерируются в среднем равномерно в Галактике и успевают перемещиваться в ней; в этом случае средний «возраст» протонов и ядер, достигающих Земли, определяется просто их «временем жизни» (см. табл. II). Поскольку ядра, например Fe, «живут» в 25 раз меньше протонов, а в потоке космических лучей их в $\sim 5 \cdot 10^3$ раз меньше¹, генерироваться в источнике их должно примерно в 200 раз меньше, чем протонов. Между тем в среднем во вселенной ядер Fe в $\sim 4 \cdot 10^4$ раз меньше, чем протонов. Кроме того, из-за расщепления ядер значительная часть космических протонов (и α -частиц) может иметь вторичное происхождение. Отсюда следует, что в источнике по той или иной причине быстрые ядра генерируются несравненно легче, чем прото-

ны*), и не исключено, что значительная часть космических протонов и α -частиц имеет вторичное происхождение.

Перейдём к рассмотрению потерь, которые претерпевают электроны.

В нерелятивистском случае ионизационные потери электронов с достаточной точностью определяются формулой (23) с $Z = 1$ и $M = m$. В релятивистском случае потери электронов в атомарном водороде таковы:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_n = \frac{2\pi e^4 n}{mc} \ln \frac{E^3}{2mc^2 I^2} = \\ = 7,62 \cdot 10^{-9} n \left\{ 20,1 + 3 \ln \frac{E}{mc^2} \right\} \frac{эв}{сек}. \quad (26)$$

Если газ ионизован, то для электронов справедлива формула (25)

с $W = \frac{E}{2}$ и, разумеется, с $Z = 1$.

Радиационные потери электронов в атомарном водороде (т. е. потери, связанные с тормозным излучением электронов при столкновениях с протонами) определяются выражением

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_p = 8,0 \cdot 10^{-16} n \text{ сек}^{-1}. \quad (27)$$

Принятое значение соответствует t -единице, равной в водороде 62 г/см^2 (см. ⁵⁰). На таком пути энергия электрона уменьшается в среднем в e раз, причём излучаемые фотоны имеют энергию, сравнимую с энергией электрона. Путь в 64 г/см^2 отвечает при $n = 0,1$ времени $T \approx 4 \cdot 10^8$ лет; в пределах принятой точности это время совпадает с временем жизни протона (см. табл. II). Образующиеся при торможении электронов жёсткие фотоны почти все выходят из Галактики, так как толщина газа в Галактике составляет всего $\sim 10^{-25} \cdot 10^{23} = 10^{-2} \text{ г/см}^2$ водорода**). Поэтому, если не рассматривать вопроса о равновесии фотонов в больших областях вселенной (этот интересный вопрос ещё не обсуждался) и ограничиться нашей Галактикой, то излучаемыми фотонами можно с точки зрения баланса частиц полностью пренебречь.

Некоторый интерес представляют также потери, связанные с обратным комптон-эффектом — рассеянием быстрых электронов на тепловых фотонах^{38, 39}, имеющихся в Галактике в довольно большом

*) Это не значит, конечно, что протонов генерируется по абсолютной величине обязательно меньше, чем ядер. Напротив, их может генерироваться в несколько (примерно до $10 \div 20$) раз больше, чем ядер.

**) Напомним, что заряженные частицы или, во всяком случае большинство из них не выходят из Галактики в силу «запутывающего» действия хаотических магнитных полей, имеющихся в межзвёздной среде.

числе в результате излучения их звёздами. Если спектр теплового излучения отвечает температуре 6000° , средняя энергия фотонов $\bar{\varepsilon} = 2,73 kT = 1,42 \text{ эв}$. Среднюю плотность излучения в Галактике, во всей области, где имеются космические лучи, примем равной $\bar{\rho} = 0,03 \frac{\text{эв}}{\text{см}^3}$, откуда средняя концентрация фотонов $\bar{n} = \frac{\bar{\rho}}{\bar{\varepsilon}} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (в плоскости Галактики значения $\bar{\rho}$ и $\bar{n}$, вероятно, на порядок больше). В системе координат, связанной с электроном, энергия фотона равна $\bar{\varepsilon}' = \frac{E}{mc^2} \varepsilon (1 + \beta \cos \alpha)$, где $\beta = \frac{v}{c}$, ε — энергия фотона в земной системе отсчёта (в этой системе энергия электрона есть E , а угол между направлениями движения электрона и фотона равен $\alpha + \pi$). В среднем для изотропного излучения $\bar{\varepsilon}' = \frac{E}{mc^2} \bar{\varepsilon}$, причём $\bar{\varepsilon}' \ll mc^2$ при условии

$$\frac{E}{mc^2} \frac{\bar{\varepsilon}}{mc^2} \ll 1. \quad (28)$$

При этом условии, которое практически можно считать выполненным, пока $\frac{E}{mc^2} \frac{\bar{\varepsilon}}{mc^2} \lesssim \frac{1}{4}$ (т. е. при $\bar{\varepsilon} = 1,42 \text{ эв}$ пока $E \lesssim 5 \cdot 10^{10}$), сечение для рассеяния фотонов на электронах можно считать томпсоновским, т. е. равным

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2. \quad (29)$$

При $\bar{n} = 2 \cdot 10^{-2}$ отсюда получаем длину пробега $l = \frac{1}{\sigma n} \sim 10^{26} \text{ см}$ и время между актами рассеяния $T = \frac{l}{c} \sim 10^8 \text{ лет}$. Средняя энергия, передаваемая фотону при рассеянии, в рассматриваемом случае с точностью до множителя порядка единицы равна

$$\Delta E \approx \frac{E}{mc^2} \varepsilon' = \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \bar{\varepsilon} = 1,42 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \text{ эв}$$

и, следовательно,

$$-\left(\frac{dE}{dt} \right)_k \approx \sigma_0 n c \bar{\varepsilon} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \approx 5,6 \cdot 10^{-16} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \frac{\text{эв}}{\text{сек}}. \quad (30)$$

Из сравнения формулы (27) с $n = 0,1$ и формулы (30) следует, что радиационные потери больше потерь на обратный комптон-эффект вплоть до энергий $E \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ эв}$ и, например, при $E \sim 10^9 \text{ эв}$ потери (30) в 40 раз меньше потерь (27). По своему характеру потери обоих типов также близки — они происходят большими

«порциями». Поэтому для электронов с энергией, меньшей 10^{10} эв, которые нас интересуют, потерями на обратный комптон-эффект в Галактике можно пренебречь*), что мы и будем делать (подобные потери, напротив, могут быть существенны в некоторых вариантах теории солнечного происхождения космических лучей³⁹⁾).

Последний заслуживающий внимания механизм потерь энергии электронами — это потери на тормозное излучение в магнитных полях. В § 1 рассматривалось само это излучение, здесь нас интересуют только связанные с ним потери энергии, равные (см., например,²⁷⁾:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_m = \frac{2c}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 H^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 = 0,98 \cdot 10^{-3} H^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \frac{\text{эв}}{\text{сек}}, \quad (31)$$

где H — перпендикулярная скорости электрона слагающая поля, и предполагается, что $E \gg mc^2$.

Потери энергии электронами сопоставлены в таблице III. В отношении радиационных потерь нужно помнить, что приведённые значения являются средними, а фактически потери происходят большими порциями. Ионизационные и магнитно-тормозные потери, напротив, являются непрерывными. В таблице указано также приобретение энергии в некоторых условиях, о которых речь пойдёт в § 3.

Из таблицы III (стр. 366) явствует, что магнитно-тормозные потери при $H = 3 \cdot 10^{-6}$ больше ионизационных, начиная с энергий $E \approx 10^9$ эв, и при $H = 10^{-5}$, начиная с энергий $E \approx 3 \cdot 10^8$ эв. Поэтому в первом приближении обычно можно учитывать только магнитно-тормозные потери. В этом случае, интегрируя уравнение (31), получаем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{mc^2}{E} - \frac{mc^2}{E_0} &= \frac{2e^4 H^2}{3m^3 c^5} t, \\ \frac{E}{mc^2} &= \frac{1}{1,9 \cdot 10^{-9} H^2 t_{\text{сек}} + \frac{mc^2}{E_0}} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

где E — энергия в момент t и E_0 — энергия в момент $t = 0$.

Допустим, что электроны с энергией E_0 поступают в межзвёздное магнитное поле всё время с одинаковой вероятностью. Тогда количество электронов с энергией в интервале от E до $E + dE$, где $E < E_0$, пропорционально времени dt пребывания электронов в этом интервале,

$$N_e(E) dE = K_1 dt = \frac{K dE}{E^2}, \quad (33)$$

*) Заметим, что при больших энергиях средние потери на обратный комптон-эффект сравнимы или больше радиационных потерь (27), но всё равно меньше потерь на излучение в магнитном поле $H \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ эрстед.

где dt выражено через dE с помощью (31) и K_1 и K — некоторые постоянные*). Таким образом электроны, тормозящиеся в магнитном поле, в указанных условиях имеют степенной спектр (14) с $\gamma = 2$.

Таблица III

Потери и приобретение энергии электронами в зв/сек
(все значения округлены)

Энергия электро-на в зв	Иониза-ционные потери (формула (26))	Радиа-ционные потери (формула (27))	Потери на излу-чение в магнитном поле (формула (31))		Приобретение энергии (формула (36))	
	$n = 0,1$	$n = 0,1$	$H=3 \cdot 10^{-6}$	$H=10^{-5}$	$\alpha=5 \cdot 10^{-17}$	$\alpha=2 \cdot 10^{-13}$
$5 \cdot 10^7$	$2,7 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	10^{-10}	10^{-9}	$2,5 \cdot 10^{-9}$	10^{-5}
10^8	$2,8 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-5}$
$5 \cdot 10^8$	$3,2 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}	10^{-7}	$2,5 \cdot 10^{-8}$	10^{-4}
10^9	$3,3 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-4}$
$5 \cdot 10^9$	$3,7 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$	10^{-6}	10^{-5}	$2,5 \cdot 10^{-7}$	10^{-3}
10^{10}	$3,9 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-3}$
$5 \cdot 10^{10}$	$4,3 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-6}$	10^{-4}	10^{-3}	$2,5 \cdot 10^{-6}$	10^{-2}

Если спектр впускаемых (инжектируемых) электронов имеет вид $N_{e,и} = K_2/E^\alpha$ (в предыдущем случае $N_{e,и} = \text{const} \cdot \delta(E - E_0)$), то спектр $N_e(E)$ в магнитном поле имеет вид¹⁹:

$$N_e(E) = \frac{K}{E^2} \int_E^{E_0} \frac{K_2 dx}{x^\alpha} = \frac{\text{const}}{E^2} \left\{ \frac{1}{E^{\alpha-1}} - \frac{1}{E_0^{\alpha-1}} \right\},$$

где $\int_E^{E_0} \frac{K_2 dx}{x^\alpha}$ — число инжектируемых электронов с энергией, боль-

*) Приведённый вывод формулы (33) эквивалентен её получению из уравнения сохранения числа частиц в пространстве энергий (т. е., в конечном счёте, из кинетического уравнения). Обозначим общее число ча-

стиц $\int_0^{E_0} N_e(E) dE$ через N_0 . Тогда $\frac{dN_0}{dt} = \frac{dN_0}{dE} \frac{dE}{dt} = K_1$, где в указан-

ных условиях K_1 есть постоянная величина, равная числу частиц, впускаемых в поле в единицу времени. Поскольку $dN_0 = N_e(E) dE$ и, с другой стороны, $dN_0 = K_1 dt$, отсюда непосредственно получается выражение (33).

шей E , а E_0 — максимальная энергия инжектируемых электронов. При $E \ll E_0$ и $\alpha > 1$

$$N_e(E) = \frac{\text{const}}{E^{\alpha+1}}. \quad (34)$$

Если $\alpha < 1$,

$$N_e = \frac{\text{const}}{E^2}$$

и при $\alpha = 1$

$$N_e = \frac{\text{const}}{E^2} \ln \frac{E_0}{E}.$$

Выражение (34) позволяет сделать вывод⁴⁰, представляющий нам очень важным. Во введении было указано, что при энергиях $E \lesssim 10^{10}$ эв как для протонов, так и для ядер $\gamma = 2$, что указывает на общность их происхождения. Допустим, что источники первичных космических лучей генерируют электроны с таким же спектром. Тогда под влиянием торможения в магнитном поле этот спектр трансформируется так, что будет $\gamma = 3$ (в (34) нужно положить $\alpha = 2$). Но именно такой спектр получен в § 1 из данных о космическом радиоизлучении. Учёт радиационных и ионизационных потерь в первом приближении не меняет этого вывода. За время жизни (время между радиационными столкновениями) $T \sim 10^{16}$ сек в поле $H \sim 10^{-5}$ согласно формуле (32) $\frac{E}{mc^2} \sim \frac{1}{2 \cdot 10^{-3} + \frac{mc^2}{E_0}}$, т. е. энергия электронов

с любой начальной энергией уменьшается по крайней мере до $3 \cdot 10^8$ эв. Отсюда следует, что спектр с $\gamma = 3$ в общем успевает устанавливаться и при учёте радиационных потерь. Ионизационные потери при малых энергиях $E \lesssim 5 \cdot 10^8$ несколько изменяют спектр (он имеет вид

$\frac{\text{const}}{E(E^2 + a)}$ вместо $\frac{\text{const}}{E^3}$), но это изменение при энергиях, больших $(2 \div 3) \cdot 10^8$ эв, повидимому, незначительно, как это следует из опытных данных о спектре радиоизлучения и согласуется с соответствующими оценками при $H \sim 10^{-5}$.

В заключение настоящего раздела сделаем ещё одно замечание, касающееся космических электронов в межзвёздной среде. Даже если бы первичные источники космических лучей не испускали электронов, быстрые электроны должны были бы появляться в межзвёздном пространстве в первую очередь в результате ядерных соударений. По данным, полученным в большой мере советскими физиками под руководством Д. В. Скобельцына, при соударениях космических нуклеонов образуются электронно-ядерные ливни: генерируются $\pi^\pm$ -мезоны, дающие при распаде в конце концов электроны (и позитроны, которые мы не отличаем от электронов). При $E \gtrsim 2 \cdot 10^9 \div 10^{10}$ эв

в результате каждого соударения образуется порядка одного $\pi^\pm$ -мезона (см.^{2,41}) и, следовательно, порядка одного электрона. Поскольку времена жизни протонов и электронов примерно одинаковы и равны $\sim 4 \cdot 10^8$ лет, при равновесии концентрация электронов $N_e \approx sN$, где N — концентрация протонов в космических лучах и s — среднее число электронов, рождающихся в результате исчезновения космического протона (ролью ядер пренебрегаем). Как сказано, $s \sim 1$ и таким образом $N_e \sim N$, но точность имеющихся данных всё же недостаточна для того, чтобы исключить значение, скажем, $N_e \sim \frac{1}{10} N$. Если спектр рождающихся электронов близок к спектру протонов (т. е. $\gamma = 2$), то под влиянием торможения в магнитных полях опять получится спектр с $\gamma = 3$, как это соответствует опыту. По ряду соображений (см. § 4) нам представляется, однако, вероятным, что основная масса космических электронов с энергией, большей $(2 \div 3) \cdot 10^8$ эв, генерируется первичными источниками космических лучей. В этом случае электроны, рождающиеся при ядерных столкновениях, должны либо составлять лишь небольшую, скажем $\frac{1}{10}$, часть всех электронов, либо, скорее, иметь в среднем энергию $< 2 \cdot 10^8$ эв, что вполне правдоподобно. Что касается фотонов, образующихся при распаде π^0 -мезонов, то они практически свободно выходят из Галактики и учитывать их роль мы не будем (см. выше).

Как указал Е. Л. Фейнберг¹, в связи с проблемой превращения частиц в межзвёздной среде возникает вопрос о числе образующихся в Галактике антипротонов и позитронов, а также позитрония. Определение концентрации всех этих частиц (позитронов и антипротонов путём исследования состава первичных космических лучей у Земли, позитрония — по его излучению, если таковое может быть достаточно интенсивно) позволило бы существенно уточнить наши сведения о космических частицах в межзвёздном пространстве.

§ 3. СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ В МЕЖЗВЁЗДНОЙ СРЕДЕ И В ОБОЛОЧКАХ ЗВЁЗД

Движение заряженных частиц в межзвёздной среде напоминает броуновское движение или движение молекул в газе. Действительно, присутствие межзвёздного магнитного поля приводит к тому, что в области, где это поле квазиоднородно, траектория частицы навивается на силовую линию поля и в среднем по периоду обращения близка к прямой линии. Но при переходе в область с другим направлением поля траектория изменяется и в целом представляет собой ломанную линию. Если размер участков, на которых поле заметно изменяет своё направление, мал по сравнению с размерами областей с квазиоднородным полем, то движение частицы можно рассматривать подобно движению молекулы в газе: в области однородного поля движение является свободным, а изменение направления скорости на границе

области подобно соударению с другой молекулой и обычно может считаться происходящим мгновенно. Размеры области с квазиоднородным полем играют таким образом роль длины свободного пробега l . Время свободного пробега $\tau = \frac{l}{v_0}$, где v_0 — скорость поступательного движения по траектории, по порядку величины равная обычно скорости самой частицы (поэтому ниже мы будем полагать $\tau \sim \frac{l}{v}$, где v — скорость частицы). Если магнитные поля не изменяются во времени, то описанный процесс соударений приводит только к диффузии частиц и «перемешиванию» их скоростей по направлениям, но не к изменению энергии частиц. Среднее квадратичное расстояние L , проходимое частицей за время t , как известно из теории диффузии, равно

$$L = \sqrt{6Dt} \sim \sqrt{lv t}, \quad (35)$$

где $D \sim \frac{lv}{3}$ — коэффициент диффузии (более подробное рассмотрение диффузии в межзвёздном пространстве см. в^{31, 42—44}). По астрономическим данным в межзвёздной среде $l \gtrsim 10^{19}$ см (см.³⁰) и при $v \sim c$ и $t \sim T \sim 10^{16}$ сек (время жизни протонов) $L \sim 3 \cdot 10^{22}$ см, т. е. порядка размеров Галактики. Таким образом при $l \lesssim 10^{19}$ см протоны, а ядра и подавно, действительно не успеют в значительном количестве покинуть Галактику.

Реальные межзвёздные магнитные поля связаны с межзвёздным газом, находящимся в состоянии турбулентного движения. Поэтому в системе координат, где газ движется, поля не постоянные во времени. Учёт этого обстоятельства в первом приближении не меняет характера диффузии в пространстве, но приводит к тому, что энергия космических частиц может возрастать. Этот важный факт, отмеченный Ферми¹⁴, легко понять. В области, где магнитное поле квазиоднородно, однородно, по всей вероятности, и поле скоростей газа. Поэтому такие области в целом можно с интересующей нас точки зрения рассматривать как одну гигантскую частицу, движущуюся с некоторой скоростью u . В состоянии статистического равновесия энергия, приходящаяся на каждую степень свободы, должна быть одинакова, кинетическая энергия движущейся области (например, облака межзвёздного газа) колоссальна и поэтому сталкивающаяся с этим облаком космическая частица должна в среднем приобретать энергию (энергия космических частиц, как легко оценить, несравненно меньше энергии, которую они имели бы при статистическом равновесии). При этом, так же как, например, при соударениях упругих шаров, достаточно учесть законы сохранения энергии и импульса и нет необходимости анализировать процесс самого соударения, которое в рассматриваемом случае связано с действием лоренцевой силы на границе

между областями*). В соответствии с этим результат не зависит от напряжённости магнитного поля и это последнее является как бы «проводным ремнём», обеспечивающим передачу энергии от движущегося газа к частице. Описанный механизм ускорения можно с полным основанием назвать статистическим. При статистическом ускорении магнитное поле может в среднем не возрастать и не убывать, и таким образом, статистическое ускорение принципиально отлично от индукционного. Ясно также из того, что статистическое ускорение, например, в смеси газов, будет происходить и при отсутствии магнитного поля. Применяя законы сохранения энергии и импульса к соударению

космической частицы с энергией $E = \frac{Mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ с облаком (с прак-

тически бесконечной массой), движущимся со скоростью u , можно показать¹⁴, что при одном соударении в среднем приобретается энергия $\Delta E \sim \frac{u^2}{c^2} E$. В нерелятивистском случае, когда $E \approx Mc^2$, этот результат совсем легко получить, пользуясь известными формулами для упругого столкновения медленных частиц (см., например,⁴⁵). При каждом столкновении изменение энергии по абсолютной величине $\Delta E_1 \sim Muv$, где v — скорость частицы и u — скорость облака. Но в изотропном случае при усреднении по направлениям $\Delta E = u^2 M = \frac{u^2}{c^2} Mc^2$ (**). Поскольку в космических условиях $\frac{u^2}{c^2} \ll 1$ и обычно $v \sim c$, то флуктуации при ускорении весьма велики, так как изменение энергии при каждом соударении $\Delta E_1 \sim Muv$ намного больше среднего изменения энергии $\Delta E \sim Mu^2$. Однако мы не будем касаться здесь вопроса о флуктуациях и остановимся несколько подробнее только на систематическом ускорении ***).

*) Разумеется, для того чтобы можно было говорить о соударении в обычном смысле слова, нужно, чтобы время соударения было меньше времени свободного пробега; кроме того, радиус кривизны частицы в магнитном поле должен быть значительно меньше длины свободного пробега l , так как иначе нарисованная выше картина существенно меняется (если радиус кривизны сравним или больше l , то эффективность соударений, очевидно, уменьшается).

**) Соотношение $\Delta E \sim \frac{u^2}{c^2} Mc^2$ без всяких расчётов получается из рассмотрения случая, когда $v = 0$ (частица до соударения неподвижна). Ясно, что в этом случае скорость частицы после соударения с облаком будет порядка скорости облака u и её энергия $E = \Delta E \sim Mu^2 = \frac{u^2}{c^2} Mc^2$.

***) Роль флуктуаций подчёркивалась В. И. Векслером и А. А. Логуновым¹ и может быть выяснена, исходя из работы Я. П. Терлецкого и А. А. Логунова⁴². Согласно⁴² в известном приближении учёт флуктуаций приводит к замене формулы (40) (см. ниже) на выражение

$$\gamma = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{4}{\alpha T}}; \quad (40a)$$

Среднее изменение энергии частицы в единицу времени в результате столкновений, очевидно, таково:

$$\frac{dE}{dt} = \alpha E \equiv \frac{\Delta E}{\tau} \approx \frac{u^2}{c^2 \tau} E \approx \frac{u^2 v}{c^2 l} E, \quad (36)$$

где $\tau \sim \frac{l}{v}$ — среднее время свободного пробега между соударениями и l — соответствующая длина свободного пробега ($\frac{1}{\tau} \sim \frac{v}{l}$ — число соударений в единицу времени). Если α не зависит от времени и при $t=0$ $E = Mc^2$, то

$$E = Mc^2 e^{\alpha t} \approx Mc^2 e^{\frac{u^2 v}{c^2 l} t}. \quad (37)$$

Пусть частицы начинают ускоряться с равной вероятностью в любой момент времени и кроме ускорения учитывается только возможность их исчезновения, характеризуемая временем жизни T . Тогда вероятность найти частицу с «возрастом» в интервале $t, t+dt$ равна

$$dW = \frac{e^{-\frac{t}{T}} dt}{T}, \quad \int dW = 1, \quad (38)$$

Но в силу соотношений (36) и (37) $dt = \frac{dE}{\alpha E}$ и $t = -\frac{\ln \frac{E}{Mc^2}}{\alpha}$; следовательно, выражение (38) принимает вид

$$dW = \text{const} \cdot N(E) dE = \frac{1}{\alpha T} (Mc^2)^{\frac{1}{\alpha}} \frac{dE}{E^{1+\frac{1}{\alpha T}}}, \quad (39)$$

где $N(E)$ — плотность частиц в интервале dE .

Таким образом дифференциальный спектр имеет вид

$$N(E) = \frac{K}{E^{\gamma}}, \quad \gamma = 1 + \frac{1}{\alpha T}. \quad (40)$$

Если учесть ионизационные потери, то становится ясным, что статистический механизм может ускорять только частицы с энергией, большей некоторой минимальной энергии (энергии инжекции) $E_{\text{и}}$. Эта

при $\alpha T \gg \frac{16}{9}$ формула (40а) практически совпадает с (40). В интересующем нас случае, когда $\gamma = 2,7$ согласно (40) $\alpha T \approx 0,6$, а согласно (40а) $\alpha T \approx 0,5$, т. е. различие также совершенно не существенно. Однако в некоторых случаях учёт флуктуаций может оказаться существенным.

энергия определяется, очевидно, из соотношения (см. (36)).

$$\alpha E_n = \left(\frac{dE}{dt} \right)_n, \quad (41)$$

где $\left(\frac{dE}{dt} \right)_n$ — ионизационные потери при энергии E_n .

Если статистический механизм ускорения в межзвёздной среде существен и определяет спектр частиц, то из опытных данных и формулы (40) можно найти коэффициент α . На опыте при $E > 10^{13}$ эв $\gamma \approx 2,7$, откуда согласно (40) $\alpha T \approx 0,6$. Полагая для протонов $T \approx 4 \cdot 10^8$ лет $\approx 1,25 \cdot 10^{16}$ сек ($n \approx 0,1$) получаем *):

$$\alpha \approx 5 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^{-1}. \quad (42)$$

Для ядер время жизни T значительно меньше (см. табл. II) и поэтому, если для протонов $\gamma = 2,7$, то при том же α для He $\gamma \approx 8$, для ядер O $\gamma \approx 18$ и для Fe $\gamma \approx 43$. На опыте при энергии на нуклеон $E \leq 3 \cdot 10^{10}$ спектр одинаков как для протонов, так и для ядер, причём $\gamma = 2,0 \div 2,2$ (см. введение). Отсюда ясно, что если статистический механизм ускорения в межзвёздном пространстве вообще существен, то он действует заметным образом только при энергиях $E \gtrsim 3 \cdot 10^{10}$. Это важное обстоятельство находится, в общем, в соот-

ветствии с выводами, которые следуют из оценок энергии инъекции E_n . Используя формулы (22) и (41), при $n \sim 0,1$ и $\alpha \sim 5 \cdot 10^{-17}$, получаем значения $E_{n, \text{кин}} = E_n - Mc^2$ в атомарном водороде, указанные в таблице IV (цифры округлены).

Если газ ионизован или обладает плотностью $n \sim 1$ (оба эти случая встречаются в межзвёздной среде), то энергия $E_{n, \text{кин}}$ в несколько раз больше. Во всяком случае

для Fe $E_{n, \text{кин}} \gtrsim 3 \cdot 10^{11}$ эв и, таким образом, ясно, что по крайней мере тяжёлые ядра в космических лучах ускоряются до энергии $3 \cdot 10^{11}$ эв не в межзвёздной среде. Естественно думать, что это относится и к протонам.

Как уже было указано, если при $E \gtrsim 10^{10} \div 3 \cdot 10^{10}$ статистическое ускорение существенно, то спектры протонов и ядер при боль-

Таблица IV

Ядро	$E_{n, \text{кин}}$ в эв	$\frac{E_{n, \text{кин}}}{\text{нуклеон}}$ в эв
Протон	10^8	10^8
He $\frac{2}{4}$	$4 \cdot 10^8$	10^8
O $\frac{8}{16}$	$2 \cdot 10^{10}$	10^9
Fe $\frac{25}{56}$	$3 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^9$

*) В ¹⁴ было положено $T \approx 3 \cdot 10^7$ лет ($n \sim 1$) и поэтому принято значение $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ сек}^{-1}$. Для Галактики в целом правильное использовать значение (42).

ших энергиях должны быть совершенно разными (если для протонов $\gamma=2,7$, то для ядер Fe $\gamma=43$). В результате при энергиях $E \gtrsim 10^{13} \div 10^{14}$ эв процент ядер должен быть ничтожен. В экспериментальном отношении этот вопрос, к сожалению, ещё не выяснен¹, хотя отдельные отрывочные данные говорят скорее о наличии в составе первичной компоненты быстрых ядер. Выяснить характер спектра ядер с высокой энергией можно как методом фотопластинок, так и наблюдая коррелированные широкие атмосферные ливни⁴⁶. Решить же вопрос об эффективности ускорения в межзвёздном пространстве, используя астрофизические данные для определения коэффициента $\alpha \approx \frac{u^2}{c^2 \tau}$, вряд ли возможно. В¹⁴ были приняты значения $u \sim 3 \cdot 10^6$ и $l \sim \text{ст} \approx 1,3 \cdot 10^{18} \text{ см} \approx 0,4 \text{ пс}$; выбор этих значений в случае облаков межзвёздного газа не оправдан⁴⁷, но в применении к разрежённому межзвёздному газу выбор параметров $u \sim 5 \cdot 10^6$ и $l \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см} \sim 7 \text{ пс}$ (см. ³⁰), приводящих к $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-17}$, не встречает возражений. Однако вполне может оказаться (прямых данных на этот счёт нет), что эффективные параметры u и l имеют несколько другое значение и, в частности, такое, при котором $\alpha T \ll 1$ и $\gamma \gg 3$. В этом случае ускорение в межзвёздном пространстве будет несущественно и наблюдаемый спектр будет определяться спектром частиц, генерируемых в первичных источниках. Именно эта возможность представляется нам наиболее вероятной в силу сказанного выше, оценок энергии частиц, которая может быть получена при вспышках сверхновых (см. ниже), и принимая во внимание, что показатель $\gamma \approx 3$ получается при межзвёздном ускорении только в результате случайного «счастливого» выбора параметров. К тому же, данные о спектре свидетельствуют о плавном медленном увеличении γ с энергией от $\gamma \approx 2$ до $\gamma \approx 3$. Было бы по меньшей мере странно, чтобы два разных механизма (первичные источники при $E \lesssim 10^{11}$ эв и межзвёздное ускорение при $E \gtrsim 10^{11}$ эв) приводили к такому плавному «спиванию» спектров.

Рассмотренный механизм и выражения (36) — (42) сами по себе относятся, конечно, и к электронам ($M=m$, T , как и для протонов, $\sim 4 \cdot 10^8$ лет). Однако в этом случае помимо ионизационных потерь существенны также магнитно-тормозные потери, быстро растущие с энергией, и, как ясно из таблицы III, статистическое ускорение электронов практически не эффективно (при $\alpha \sim 5 \cdot 10^{-17}$ и $H \sim 10^{-5}$ эрстед электрон не ускоряется ни при какой энергии; при $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ ускорение имеет место в очень узком энергетическом интервале вблизи $E \sim 10^9$ эв, так как при меньшей энергии над приобретением энергии превалируют ионизационные потери, а при больших энергиях преобладают магнитно-тормозные потери). Таким образом, даже если статистический механизм в межзвёздном пространстве эффективен в применении к протонам, то быстрые электроны в результате его действия появляться не будут. Отсутствие на опыте значительного количества быстрых

электронов позволяет, таким образом, дать независимую оценку верхнего предела величины α , который оказывается близким к значению (42). Если же принять, как это сделано в ⁴³, значение $\alpha = 2 \cdot 10^{-13}$, то быстрые электроны наблюдались бы в первичном потоке в таком же количестве, как протоны (см. в этой связи ^{1, 20} и табл. III)*). Итак, статистический механизм ускорения частиц в межзвёздной среде в лучшем случае имеет ограниченное значение, определяя спектр протонов и ядер при высоких энергиях.

Однако в более плотных областях — в атмосферах звёзд, в расширяющихся оболочках новых и сверхновых звёзд, в диффузных туманностях — этот механизм может быть значительно более эффективен и, вероятно, является основным ^{40 **}). В плотных областях ускорение обычно продолжается в течение времени, значительно меньшего времени жизни T . Например, в оболочке сверхновой максимальное время ускорения $t_m \sim 3 \cdot 10^3$ лет (время до распыливания оболочки) и $T \sim 4 \cdot 10^5$ лет (при $n \sim 10^3$; скорее даже $n \sim 10^2$ и $T \sim 4 \cdot 10^6$). В подобном случае можно считать, что $T \rightarrow \infty$, и мы приходим к спектру (см. (37) — (40))

$$\left. \begin{aligned} N(E) &= \frac{\text{const}}{E} & \text{при } E < E_{\text{макс}} = Mc^2 e^{at_m}, \\ N(E) &= 0 & \text{при } E > E_{\text{макс}}. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Однако этот спектр, как и более общий спектр (40), получается только в предположении, что параметр $\alpha \approx \frac{u^2 v}{c^2 l}$ (см. (36)) постоянен во времени. В случае межзвёздной среды подобное предположение довольно естественно. Но если речь идёт, например, о расширяющейся оболочке сверхновой звезды, нет никаких оснований без

*) В ⁴³, а также в ⁴⁸ предполагается, что механизм ускорения в межзвёздной среде является не статистическим, а индукционным, т. е. связан с возрастанием поля в рассматриваемой области (если поле однородно, то в релятивистском случае $E \sim \sqrt{H}$). Однако нам представляется крайне мало вероятным, чтобы за время $\sim 4 \cdot 10^8$ лет среднее поле в Галактике могло возрасти на много порядков. Если же поле возрастает в 100—1000 раз, как это может иметь место в оболочках сверхновых звёзд, при соударениях туманностей и т. д., то энергия возрастает всего в 10 ÷ 30 раз и индукционный механизм может иметь только вспомогательное значение. В случае Галактики в целом поле, вероятно, возрастет ещё гораздо медленнее и, таким образом, индукционный механизм по крайней мере без привлечения статистических элементов не будет существовать.

**) В заметке ³⁷ было указано на возможность ускорения частиц в межзвёздной среде, а по существу также и в более плотных ионизованных областях, в результате распространения плазменных волн (соответствующий механизм близок к имеющему место в случае линейных ускорителей). Однако вопрос об эффективности такого механизма в космических условиях, насколько нам известно, никем не проанализирован и, таким образом, остаётся совершенно открытым.

дальнейшего анализа принять, что $\alpha = \text{const}$. Если $\alpha = \alpha(t)$, то $E = Mc^3 \exp \left\{ \int_0^t \alpha(t) dt \right\}$ и спектр изменяется. Например, при $v \approx c$

и $\frac{u^2}{l} = \frac{\text{const}}{t}$ $\alpha = \frac{a}{t}$ спектр является степенным с показателем $\gamma = 1 - \frac{1}{a}$ и $E = Mc^3 \left(\frac{t}{t_0} \right)^a$, где t_0 — некоторое минимальное время, начиная с которого $\alpha \propto \frac{1}{t}$. Помимо зависимости α от t нужно

учитывать также возможность того, что заметную роль играет не один параметр α , а несколько таких параметров. Впрочем, в подобном случае можно, вероятно, ввести всё же одну зависящую от времени эффективную величину α . Далее, при получении спектра (40) и (43) предполагается, что частицы начинают ускоряться с равной вероятностью в любой момент времени. В применении к ускорению в нестационарных условиях это предположение может оказаться недопустимым.

По всем этим причинам сейчас не представляется возможным указать теоретически спектр частиц, генерируемых при вспышках сверхновых звёзд (имеющиеся весьма скромные экспериментальные данные свидетельствуют, к тому же, о том, что в разных случаях этот спектр различен; см. § 1). Для нахождения спектра необходимо в первую очередь развить магнитно-гидродинамическую теорию турбулентности и применить её к случаю расширяющейся оболочки. При этом может оказаться необходимым учитывать флуктуации (см. выше) и в некоторых условиях уточнить механизм передачи энергии движущимся газом космической частице, так как введение понятия о соударениях частиц с областями квазиоднородного поля, как уже указывалось, не всегда законно. Однако необходимость развития теории и существующая неопределённость в вопросе о спектре отнюдь не лишают нас возможности выяснить ряд моментов, касающихся характера статистического ускорения в оболочках новых и сверхновых звёзд*). В оболочках сверхновых звёзд $u \leq 5 \cdot 10^8$ см/сек и время жизни оболочки до её перемешивания с межзвёздной средой ≤ 3000 лет $\approx 10^{11}$ сек.; радиус оболочки $r \leq 10^{19}$ см. Поле в оболочке H , вероятно, не сильнее, чем $3 \cdot 10^{-4}$ эрстед, и, следовательно, радиус кривизны $r \approx \frac{E}{300H} \sim 10^{12}$ см при

*) Мы ограничиваемся здесь рассмотрением только этого случая. Однако статистический механизм ускорения представляет интерес и в других относительно плотных областях Галактики (при столкновениях диффузных туманностей⁴⁸, при столкновении туманности со звездой и т. д.), а также на Солнце и вблизи него. Особого внимания заслуживает рассмотрение статистического ускорения на Солнце⁴⁹, так как это важно для понимания целого ряда проявлений солнечной активности (см. 1, 2, 6, 35, 49).

$E \sim 10^{11}$ эв и $r \sim 10^{14}$ см при $E \sim 10^{13}$ эв. Для оценки максимальной достижимой энергии предположим, что $\alpha \approx \frac{u^2 v}{c^2 l} = \text{const}$, и примем значения $u \sim 10^8$, $l \sim 10^{14}$, $v \sim 10^{10}$ и $t_m \sim 10^{10} \approx 300$ лет. Тогда $\alpha \sim 10^{-9}$, $\alpha t_m \sim 10$ и $E_{\text{макс}} \sim 10^4$ Мс². Выбранное значение l удовлетворяет при $E \leq 10^{12}$ эв условиям $l \gg r$ и $l \ll \rho$. Кроме того, при принятых значениях за время t_m диффузионный путь частицы $L \sim \sqrt{l \alpha t_m} \sim 10^{17}$ см $\ll \rho$ и частицы не покинут оболочку. Ввиду чувствительности максимальной энергии $E_{\text{макс}}$ к выбору параметров в принципе возможно получение энергии, ещё существенно более высокой, чем в приведённом примере; так, при тех же параметрах, но $t_m \sim 3 \cdot 10^{10}$ сек ≈ 1000 лет, $E_{\text{макс}} \sim 10^{12}$ Мс² $\sim 10^{21}$ эв (для протонов)*. Конечно, такая высокая энергия фактически не будет достигнута, так как при $E \sim 10^{21}$ эв и $H \sim 3 \cdot 10^{-4}$ $r \sim 10^{22}$ см $\gg \rho$. Но приведённые оценки дают основания предполагать, что в результате вспышек сверхновых могут при благоприятном стечении обстоятельств генерироваться частицы с самыми большими наблюдаемыми энергиями $\sim 10^{17} \div 10^{18}$ эв. Далее, при статистическом ускорении энергия $E_{\text{макс}}$ пропорциональна массе частицы M (см., например, (43)). Поэтому средняя энергия на нуклеон для ядерной компоненты будет такой же, как для протонов; спектры протонов и ядер также должны быть одинаковы, что отвечает опытом данным.

В Крабовидной туманности, как указано в § 1, присутствуют электроны с энергией $E \sim 10^{11} \div 10^{12}$ эв и, следовательно, протоны должны были ускориться до энергий $\sim 10^{14} \div 10^{15}$ эв, а ядра Fe — до энергий $\sim 10^{16} \div 10^{17}$ эв. Тем самым высказанное выше предположение о возможности получения при вспышках сверхновых очень больших энергий находит известное экспериментальное подтверждение.

Статистическое ускорение в оболочках звёзд и других плотных областях заслуживает особого внимания и с точки зрения вопроса об инжекции. Для нерелятивистских частиц, используя формулу (41) и формулу (23), получаем:

$$E_{\text{и, кин}} = 2,3 \cdot 10^{-22} \left\{ 42 + \ln \frac{E_{\text{и, кин}}}{Mc^2} - \frac{1}{2} \ln n \right\}^2 \frac{m}{a^2} \frac{Z^4 n^2}{M} < \\ < 4 \cdot 10^{-19} \frac{m Z^4 n^2}{M a^2} \text{ эв,} \quad (44)$$

*) При уменьшении скорости частицы v значение α падает. Однако при малых скоростях радиус кривизны также уменьшается, и могут играть роль меньшие значения $l \gg r$ (при $v \sim 3 \cdot 10^8$ для протонов при $H \sim 10^{-4}$ $r \sim 3 \cdot 10^8$). Кроме того, в нерелятивистской области, где индукционный механизм более эффективен, он может играть известную вспомогательную роль, поскольку поле всё же возрастает в $100 + 1000$ раз.

где $E_{и, кин}$ — кинетическая энергия инжекции частицы с массой M и зарядом Z (m — масса электрона, n — концентрация электронов; газ предполагается полностью ионизованным, что учтено заменой в (23) коэффициента 11,8 на коэффициент $42 - \frac{1}{2} \ln n$). В оболочках сверхновых при $\alpha \sim 10^{-9}$ (см. выше) и $n \sim 10^2$ для электронов $E_{и, кин} < 4000$ эв, для протонов $E_{и, кин} < 2$ эв и для ядер Fe $E_{и, кин} < 20\,000$ эв. Две последние цифры не реальны, так как формула (23) для ионизационных потерь пригодна только, пока скорость частицы значительно больше тепловой скорости электронов в газе, т. е. пока $v \gg \sqrt{\frac{kT}{m}}$. Однако ясно, что энергия инжекции

$\alpha < 10^{-9}$
 $n \sim 10^2$
 $v \ll c$

в оболочке весьма мала — это является следствием относительно большого значения α . Таким образом, при статистическом ускорении в оболочках звёзд вопрос об инжекции в той форме, как это имеет место в межзвёздной среде, не возникает и заботиться скорее нужно о том, чтобы энергия инжекции не была слишком низкой, так как в этом случае ускорилось бы много частиц и весь процесс быстро затух бы. Детальный анализ этого вопроса ещё не произведён, и мы ограничимся ещё только одним замечанием.

При малой энергии ионов, когда их скорость $v \lesssim 10^8$ и, следовательно, $E_{кин} = \frac{Mv^2}{2} \lesssim \frac{M}{m}$ эв, заряд иона равен не Z («голое» ядро), а единице (или двум). Поэтому на начальной стадии ускорения, где вопрос об инжекции только и существует, ускорение ионов происходит легче, чем в случае протонов (см. (44)). Возможно, что этот момент существен для объяснения того факта, что в источниках первичных космических лучей ядра генерируются легче, чем протоны (см. § 2). Известное значение с этой точки зрения может иметь и то обстоятельство, что по некоторым данным сверхновые звёзды относительно бедны водородом (см. ¹).

§ 4. ЗАМЕЧАНИЯ К ТЕОРИИ ПРОИСХОЖДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

а) Некоторые следствия, вытекающие из экспериментальных данных. Критика гипотезы о солнечном происхождении космических лучей

Выводы, которые можно сделать на основе имеющихся экспериментальных данных и соображений, изложенных в §§ 2,3, таковы:

1. Космические электроны с энергией $10^8 \div 10^9$ эв распределены в Галактике примерно так же, как разрежённый межзвёздный газ, т. е. образуют квазисферическую подсистему с радиусом $R \sim 3 \cdot 10^{22}$ см $\approx 10\,000$ пс. Первичные источники космических лучей, по всей вероятности, расположены в районе галактической плоскости (слой с толщиной ~ 100 пс). В удалённые от этой плоскости области

частицы попадают в результате диффузии в межзвёздном газе. Действительно, согласно (35) за время жизни электронов $T \approx 4 \cdot 10^8 \approx \approx 10^{16}$ сек диффузионный путь $L \sim \sqrt{lct} \sim 2 \cdot 10^{13} \sqrt{l} \sim R \sim \sim 3 \cdot 10^{22}$ см при $l \sim 10^{18}$ см. Учитывая неточность оценки, полученное значение l согласуется с другими астрофизическими данными. Пространственное распределение протонов должно быть примерно, таким же, как у электронов, поскольку соответствующие времена жизни близки. Ядра же должны образовывать несколько более уплотнённую подсистему (напомним, что время жизни, скажем, для ядер Fe в 25 раз меньше, чем для протонов). То же относится к быстрым электронам ($E > 10^9$ эв), в результате чего должна наблюдаться известная концентрация быстрых электронов в галактической плоскости. Это обстоятельство допускает проверку радиоастрономическими методами¹⁹.

2. Присутствие в космическом излучении у Земли ядер Li, Be, В свидетельствует о том, что пробег космических протонов, достигающих Земли, в среднем не менее $5 \div 10$ г/см² межзвёздного водорода (время пробега $T \gg 3 \div 6 \cdot 10^7$ лет). Вероятнее всего, как это следует в особенности из предшествующего пункта 1, что космические лучи распределяются в Галактике более или менее равномерно. В этом случае средний «возраст» частиц, достигающих Земли, порядка их времени жизни^{*)}, которое для протонов в 25 раз больше, чем для ядер Fe ($T_{\text{пр}} \sim 4 \cdot 10^8$ лет, $T_{\text{Fe}} \sim 1,6 \cdot 10^7$ лет). В первичном потоке у Земли ядер Fe в $\sim 3,5 \cdot 10^3$ раз меньше, чем протонов, но генерироваться в источниках их должно только в $\xi \sim \sim 3,5 \cdot 10^3 \frac{T_{\text{Fe}}}{T_{\text{пр}}} \sim 150$ раз меньше, чем протонов. В действительности ξ еще меньше, так как часть протонов и α -частиц в космических лучах должна образовываться в результате распада более сложных ядер. В то же время во вселенной в среднем ядер Fe в $\sim 4 \cdot 10^4$ раз меньше, чем водорода. Мы приходим, таким образом, к заключению, что в источниках ядра генерируются со значительно большей эффективностью, чем протоны (если химический состав газа в источнике совпадает со средним, то вероятность ускорения, например, ядра Fe должна быть по крайней мере в $\sim 10^3$ раз больше вероятности ускорения протона). Учитывая обилие в источниках электронов, концентрация которых в космических лучах сравнима с концентрацией протонов (см. § 1), а также принимая во внимание возможность образования электронов в межзвёздном пространстве при ядерных соударениях, приходим к выводу, что электроны генерируются с эффективностью, во всяком случае не большей, чем протоны.

*) Если бы частицы образовывались преимущественно вблизи солнечной системы и могли уходить из этой области, то средний возраст космических протонов и лёгких ядер мог бы оказаться одинаковым и в силу сказанного равным $\sim 5 \div 10$ г/см².

3. При энергии $E \leq 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{эв}}{\text{нуклеон}}$ спектр протонов и ядер одинаков ($\gamma \approx 2$), что указывает на общность их происхождения. Для электронов $\gamma \approx 3$, но, как показано в § 2, это значит, что в первичных источниках и для электронов $\gamma \approx 2$. Таким образом, все компоненты космического излучения генерируются с единым спектром с $\gamma \approx 2$. Где происходит эта генерация? В межзвёздном пространстве в силу наличия относительно высокой энергии инжекции может происходить только дальнейшее ускорение частиц, но не их первичное ускорение. Если источники распределены равномерно в пространстве, то спектр ускоряемых частиц имеет вид (40) и, как показано, в § 3, межзвёздное ускорение может быть существенно только при энергиях $E \geq 10^{11} \div 10^{12} \text{ эв}$. При этом, если межзвёздное ускорение существенно, то спектр ядер будет сильно отличаться от спектра протонов, для которых в этом случае при самых высоких энергиях $\gamma \approx 2,7 \div 3,0$. По ряду соображений (см. § 3) представляется более вероятным, что межзвёздное ускорение вообще не эффективно и спектр полностью определяется первичными источниками. В этом случае может быть, что для протонов и для ядер высокой энергии $\gamma \approx 2,7$ или даже для ядер $\gamma \approx 2,7$, а для протонов γ больше этого значения (при межзвёздном ускорении, наоборот, $\gamma_{\text{ядер}} > \gamma_{\text{протонов}}$). Некоторое увеличение показателя γ при переходе к большим энергиям может быть связано не только с изменением условий генерации в источнике, но и с ролью диффузии частиц из Галактики. Дело в том, что при $E \sim 10^{15} \div 10^{17} \text{ эв}$, радиус кривизны при $H \sim 10^{-5}$ порядка $r \sim 3 \cdot 10^{17} \div 3 \cdot 10^{19}$, эффективное значение длины свободного пробега l возрастает и уход частиц из Галактики ускоряется, что приведёт к увеличению γ с ростом энергии. Вероятнее, однако, что определяющими являются всё же свойства источников.

4. Вопрос о природе источников космических лучей будет обсуждён несколько ниже. Здесь же укажем на вытекающие из экспериментальных данных требования к этим источникам. Плотность энергии космических частиц в Галактике $\sim 1 \frac{\text{эв}}{\text{см}^3}$ (см. введение), объём занимаемой ими области $V \sim \frac{4\pi}{3} R^3 \sim 10^{68} \text{ см}^3$ и полная энергия $W \sim 10^{68} \text{ эв}$. Поскольку состав космических лучей обновляется за время $T \sim 4 \cdot 10^8$ лет, для мощности источников космических лучей получаем $\frac{W}{T} \sim 10^{52} \frac{\text{эв}}{\text{сек}} \approx 10^{40} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}$. Это значение, вероятно, завышено на один-два порядка (так как взяты скорее максимальные плотность энергии и объём) и, таким образом,

$$\frac{W}{T} \sim 10^{38} \div 10^{40} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}. \quad (45)$$

Ещё более грубая оценка для числа генерируемых частиц полу-

чается отсюда делением на среднюю энергию космической частицы $\tilde{E} \sim 10^9$ эв и указывает на необходимость образования в Галактике $\frac{W}{TE} \sim 10^{41} \div 10^{43} \frac{\text{частиц}}{\text{сек}}$.

Выше мы исходили из предположения о «далёком» происхождении космических лучей, о том, что распределение космических лучей в Галактике, или во всяком случае большей её части, примерно однородно. В пользу этого предположения говорит ряд данных, уже частично упомянутых. Однако существует и другая точка зрения, связывающая образование космических лучей с Солнцем или ближайшими к нам звёздами^{10, 11, 13, 43}. Различие между обеими гипотезами является, конечно, радикальным. Поэтому необходимо остановиться на теории солнечного (или околосолнечного) происхождения космических лучей и выяснить, в какой мере она заслуживает внимания.

Согласно гипотезе о солнечном происхождении космических лучей^{10, 11} космические лучи генерируются на Солнце или вблизи Солнца (в¹¹ считается, что ускорение имеет место в пределах земной орбиты) и удерживаются магнитным полем в некотором объёме с радиусом R . При этом, конечно, на Землю частицы приходят, в своей массе, не непосредственно от Солнца, а из всей области, в которой они накапливаются после их ускорения вблизи Солнца. В пользу такой гипотезы имеется по существу лишь один довод: на опыте установлено, что во время мощных извержений на Солнце иногда образуются космические лучи; в меньшем количестве космические лучи генерируются на Солнце (или вблизи него), вероятно, не только в период извержений, но и в связи с другими процессами (пятнами, протуберанцами и т. п.; см. ^{1, 2, 51}). Другой аргумент в пользу солнечного происхождения космических лучей состоит в том, что в случае их галактического происхождения энергия, идущая на образование космических лучей, только в $\sim 10^4$ раз меньше энергии, излучаемой всеми звёздами в виде света^{*}), что считается невероятным¹⁰. Однако это утверждение представляется нам лишённым всякого основания. При вспышках сверхновых звёзд энергия, идущая на ускорение космических частиц, сравнима с энергией, идущей на излучение (см. § 46). Отсюда и из других соображений совершенно ясно, что переход в космические лучи

*) Плотности энергии излучения и космических лучей в Галактике одного порядка. Космические частицы живут $\sim 4 \cdot 10^8$ лет, а свет находится в Галактике $\sim \frac{R}{c} \sim 10^{12}$ сек. $\approx 3 \cdot 10^4$ лет (R — размер Галактики). Отсюда следует, что энергия, идущая на поддержание интенсивности космических лучей, в $4 \cdot 10^8 / 3 \cdot 10^4 \sim 10^4$ раз меньше энергии, излучаемой в виде света. В теории солнечного происхождения космических лучей имеются лишь в относительно небольшой области вокруг Солнца и поэтому доля энергии, идущей на их образование, сильно понижается.

энергии, равной $\sim 10^{-4}$ части энергии, излучаемой звёздами в виде света, вполне возможен, и здесь не приходится сталкиваться с какими-нибудь затруднениями. Что касается генерации частиц Солнцем, то на опыте наблюдались лишь частицы с энергией $\sim 10^9$ эв. Поэтому нет прямых оснований считать, что Солнце может ускорять частицы до больших энергий. Далее, в поле $H \leq 10^{-5}$ радиус кривизны для частиц с $E \sim 10^{14}$ эв составляет $\geq 3 \cdot 10^{16}$ см; размер же области вокруг Солнца, где удерживаются космические лучи, также $\sim 3 \cdot 10^{16}$ (см. ¹¹ и ниже). Отсюда следует, что частицы с $E \geq 10^{14}$ эв заведомо не имеют солнечного происхождения, спектр же их является плавным продолжением спектра при $E < 10^{14}$ эв, что в рамках солнечной гипотезы по крайней мере весьма странно. Против солнечной гипотезы говорят и радиоастрономические данные, свидетельствующие о том, что космические лучи имеются далеко за пределами солнечной системы, в межзвёздной среде и отдельных туманностях (см. § 1). Поэтому нам представляется, что в пользу теории солнечного происхождения космических лучей нет никаких веских аргументов, а против неё говорит целый ряд фактов.

Это заключение становится ещё значительно более убедительным, если внимательнее рассмотреть вопрос об условиях существования «облака» космических частиц в окрестностях Солнца. Мыслимы две возможности: радиус соответствующей области R может или быть порядка радиуса земной орбиты $R_{\oplus}$, или быть значительно больше. В первом случае космические частицы исчезают в первую очередь в результате столкновений с планетами и живут ~ 5000 лет $\sim 10^{11}$ сек. ⁵² Плотность газа в солнечной системе $< 10^{-22}$ г/см³, и таким образом, частица проходит за время жизни путь $< 10^{11} \times 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-22} \sim 0,3$ г/см², — в то время как для образования Li, Be и В нужно, чтобы пробег превосходил $5 \div 10$ г/см². Этот аргумент, а также более убедительные*) оценки, связанные с требованием отсутствия анизотропии космического излучения на Земле ¹¹ и с учётом баланса числа частиц ⁴⁷, приводят к выводу, что $R \gg R_{\oplus}$ и конкретно $R \sim 10^{16} \div 10^{17}$ см. Приведём соответствующую оценку R , исходя из соображений баланса числа частиц.

Интенсивность космических лучей на Земле $I \sim 0,3$ частицы на см²·сек·стерадиан, средний же поток космического излучения от Солнца, непосредственно достигающий Земли, $I_{\odot} \Delta\omega \approx 7 \cdot 10^{-4} \pi I$ (см. ⁴⁷) ($I_{\odot}$ — интенсивность солнечного космического излучения и $\Delta\omega$ — телесный угол, под которым видно Солнце с Земли). Плотность космических лучей в области, где они накапливаются

*) Сделанное замечание о количестве проходимого частицей газа не может быть решающим, так как плотность пыли в солнечной системе, вероятно, несколько больше плотности газа и поэтому, может быть, удалось бы объяснить появление нужного числа ядер Li, Be и В.

(радиус этой области есть R), порядка $N \approx \frac{4\pi}{c} I$, а их общее количество равно $\frac{4\pi}{c} I \frac{4\pi}{3} R^3$. Это количество должно поставляться Солнцем за время жизни частицы T , откуда

$$\frac{4\pi}{3} R^3 \frac{4\pi}{c} I = I_{\odot} \Delta \omega T 4\pi R_{\odot}^2. \quad (46)$$

Подставляя приведённые значения, получаем:

$$R \sim 0,1 \sqrt[3]{c T R_{\odot}^2}. \quad (47)$$

Поскольку $R_{\odot} = 1,5 \cdot 10^{13}$ см из (47) при $T \approx 5000$ лет получаем $R \sim 10^{15}$ см, в то время как при оценке времени T предположено, что $R \sim R_{\odot}$. Итак, $R \gg R_{\odot}$. Но в этом случае время T есть время жизни частиц при движении в межзвёздной среде, то есть $T \sim 4 \cdot 10^8$ лет или, скорее, $T \sim 4 \cdot 10^7$ лет, так как в интересующей нас области, вероятно, $n \sim 1$, а не $n \sim 0,1$. Отсюда $R \sim 3 \cdot 10^{16}$ см $\sim 0,01$ пс.

При этой оценке, очевидно, предполагается, что космические частицы не выходят из рассматриваемой области и их число может уменьшаться только за счёт ядерных соударений (или радиационных потерь в случае электронов). Но для того чтобы частицы удерживались в области с $R \sim 3 \cdot 10^{16}$ см, необходимы весьма жёсткие условия. В однородном магнитном поле частицы практически сразу же выйдут из рассматриваемой области в направлении силовых линий поля. Если поле неоднородно и происходит диффузия, то при любом разумном предположении о коэффициенте диффузии сильному выходу частиц также нельзя помешать. Действительно, длина свободного пробега (относительно рассеяния частиц магнитным полем) не может быть меньше $l \sim 10^{13}$ см. Достаточно сказать, что радиус кривизны при $H \sim 10^{-5}$ и $E \sim 10^{10}$ эв равен $3 \cdot 10^{12}$ см, а длина свободного пробега атомов межзвёздного водорода при $n \sim 1$ равна даже $10^{14} \div 10^{15}$ см. Поэтому магнитное поле, если не говорить о поле самого Солнца, которое при $R > R_{\odot}$ не играет роли (оно при $R > R_{\odot}$ меньше 10^{-6} эрстед), не может сильно меняться на расстояниях, меньших 10^{13} см. Скорее даже, как ясно из астрофизических данных, поле сильно меняется только на расстояниях $\sim 10^{18} \div 10^{19}$ см. Принимая самое минимальное значение $l \sim 10^{13}$ см, для коэффициента диффузии получаем:

$$D \sim \frac{cl}{3} \sim 10^{23} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$$

и путь R будет пройден за время

$$t \sim \frac{R^2}{6D} \sim \frac{(3 \cdot 10^{16})^2}{6 \cdot 10^{23}} \sim 10^9 \text{ сек} \sim 30 \text{ лет.}$$

Отсюда совершенно ясно, что теория солнечного происхождения космических лучей может серьёзно обсуждаться только, если магнитное поле в области с размерами $\sim 10^{16} \div 10^{17}$ вокруг Солнца имеет тороидальный характер, то есть магнитные линии поля замкнуты, как это и пришлось принять Альфвену¹¹. Но подобное предположение является очень далеко идущим, не имеет под собой никаких реальных оснований и делается только с целью сохранения теории солнечного происхождения космических лучей. Учитывая это обстоятельство, а также все другие веские соображения, приведённые выше, нам представляется, что гипотеза о солнечном происхождении космических лучей совершенно необоснованна и, по крайней мере в настоящее время, никак не может конкурировать с гипотезой о галактическом происхождении космических лучей. Сделанные замечания относятся по существу и к варианту теории происхождения космических лучей, предложенному Я. П. Терлецким и А. А. Логуновым⁴³. В⁴³ принимается, что ускорение происходит в межзвёздной среде, причём $\alpha T \gg 1$ (см. (40)); для того чтобы показатель степени γ равнялся не 1, как это следует из (40) при $\alpha T \gg 1$, а был в соответствии с опытом близок к 2,5 в⁴³ распределение космических лучей считается неоднородным в пространстве. Тогда, если коэффициент диффузии пропорционален энергии, более быстрые частицы скорее уходят из области вблизи первичных источников космических лучей и в этой области $\gamma \approx 2,5$. При этом источники должны находиться от точки наблюдения на расстоянии

$R \ll 2 \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}} (E - E_0)$, где E — энергия частицы, E_0 — её начальная энергия, α — коэффициент в уравнении (36), и коэффициент диффузии $D = \beta E$. Далее, в⁴³ положено $\alpha = 2 \cdot 10^{-13}$, $T = 2 \cdot 10^{15}$ (то есть $\alpha T = 400$), $\beta \approx \frac{c}{3eH}$ или $D \sim \frac{cE}{3eH} = \frac{cr}{3}$, где $r = \frac{E}{eH} = \frac{E(\text{эв})}{300H}$ — радиус кривизны в магнитном поле. Отсюда при

$E \sim 10^{10} \text{ эв} \gg E_0$, $R \ll 2 \sqrt{\frac{D}{\alpha}} \sim 6 \cdot 10^{17} \text{ см}$ в поле $H \sim 10^{-5}$ и $R \ll 2 \cdot 10^{18} \text{ см}$ в поле $H \sim 10^{-6}$. Даже если принять для α значение 10^{-15} (см. ниже), длина R порядка или меньше расстояния до ближайших звёзд, равного $\sim 1,3 \text{ пс} \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ см}$. Таким образом, ясно, что в⁴³ речь идёт, по существу, о теории солнечного происхождения космических лучей, может быть, дополненной учётом излучения нескольких ближайших звёзд, среди которых, как известно, нет звёзд с особенно аномальными свойствами (новых звёзд, магнитных звёзд и т. д.). Как нам кажется, все указанные предположения, сделанные в работе⁴³, или необоснованны, или недопустимы. В § 2 было указано, что значение $\alpha = 2 \cdot 10^{-13}$ недопустимо, так как при этом присутствовали бы быстрые электроны (как ясно из работы³⁹ и легко показать, используя формулу (30), учёт обратного

комpton-эффекта на солнечном излучении при $R \gg R_\odot$ не меняет этого вывода). Даже в поле $H \sim 10^{-5}$ (при этом $R \ll 6 \cdot 10^{18}$ см при $\alpha \approx 10^{-15}$) величина α не должна превосходить значения $5 \cdot 10^{-16} \div 10^{-15}$ сек $^{-1}$ (см. табл. III). Но и при $\alpha = 10^{-15}$ параметр $\alpha T = 2$, в то время как условие $\alpha T \gg 1$ может считаться практически выполненным только при $\alpha T > 5 \div 10$. Спасти положение можно только за счёт увеличения значения T , что вблизи солнечной системы вряд ли оправдано (принятое значение $T = 2 \cdot 10^{15}$ отвечает плотности $n \sim 1$). Далее, мы не видим основания считать длину свободного пробега для рассеяния $l \sim r$, как это принято в ⁴³ (как указано выше, в ⁴⁸ $D \sim \frac{cl}{3} \sim \frac{cr}{3}$). Случай $l \sim r$ будет иметь место при рассеянии на магнитном диполе (см. ¹), когда область однородного поля много меньше радиуса кривизны. Но при $E \sim 10^{10}$ эв $r \sim 3 \cdot 10^{12}$ см и, как указано выше, поле не может быть неоднородным на меньших расстояниях, а по всем данным скорее однородно даже на расстояниях $l \sim 10^{18} \div 10^{19}$ см. Таким образом, предположение о пропорциональности коэффициента диффузии D энергии частиц E представляется совершенно необоснованным, особенно в широком интервале энергий.

Помимо отмеченных затруднений, а также уже упоминавшихся аргументов радиоастрономического характера против любой теории солнечного происхождения космических лучей теория ⁴³ не удовлетворяет ещё и обязательному требованию о наличии баланса числа частиц. В самом деле, число частиц, выходящих из рассматриваемой области, окружающей Солнце, $Y \sim 4\pi R^2 \frac{DN}{R}$, так как диффузионный поток $j = -D \nabla N \sim \frac{DN}{R}$, где R — характерный размер и N — концентрация частиц. Полагая, $D \sim \frac{cr}{3} \sim 10^{23}$ (при $E \sim 10^{10}$ эв), $R \sim 10^{18}$ см и $N \sim 10^{-10}$, получаем поток $Y \sim 10^{33}$ частиц/сек. От Солнца же приходит поток частиц $Y_\odot \sim 4R\pi^2 I_\odot \Delta\omega \sim 10^{24}$ частиц/сек. (см. выше). Таким образом, Солнце даёт на 8 порядков меньше космических частиц, чем это нужно для соблюдения баланса. Даже если с трудом «дотянуть» размер области, заполненной космическими лучами, до значения $R \sim 10^{19}$ см и учитывать вклад нескольких ближайших звёзд, положение не изменяется, так как эти звёзды ничем не примечательны и нет абсолютно никаких оснований считать, что они излучают космические лучи на много порядков сильнее, чем Солнце. Если же дополнить схему ⁴³ предположением о наличии тороидального поля, то частицы перестанут выходить из околосолнечной области, но одновременно спектр их будет характеризоваться показателем $\gamma = 1$. В силу сказанного мы не видим никакой возможности «спасти» вариант теории солнечного происхожде-

ния космических лучей, предложенный в ⁴³. Тем самым отрицательное заключение о гипотезе солнечного происхождения космических лучей полностью остаётся в силе.

Это не значит, разумеется, что космические лучи, генерируемые Солнцем, не представляют интереса*). Напротив, изучение связи солнечной активности с космическими лучами заслуживает всяческого внимания. Но в рамках теории галактического происхождения космических лучей генерация быстрых частиц Солнцем имеет второстепенное значение и существенна только вблизи Солнца и, в частности, на Земле. В общем же балансе образующихся и гибнувших космических частиц в Галактике вклад не только Солнца, но даже всех 10^{11} галактических звёзд, если они излучают так же, как Солнце, ничтожен. Действительно, в Галактике должно образовываться $10^{41} \div 10^{43}$ частиц/сек. **), Солнце же даёт 10^{24} частиц/сек., а 10^{11} звёзд типа Солнца дадут 10^{35} частиц/сек., что ещё минимум на 6 порядков меньше, чем нужно.

б) Сверхновые и новые звёзды как вероятные источники космических лучей

Звёзды типа Солнца не могут, как это только что было показано, служить первичными источниками космических лучей в Галактике. Такими источниками должны быть какие-то особые объекты, вероятно, немногочисленные ввиду их весьма аномальных свойств; но если это так, то источники должны быть весьма мощными и эффективными. Вот примерно те соображения, которые уже давно привели к предположению о генерации космических лучей при вспышках сверхновых звёзд (см. ⁵³). Но до недавнего времени эта гипотеза не была ничем подкреплена, кроме указанных ниже чисто энергетических соображений, не могущих без дальнейшего исследования считаться убедительными. В §1 уже отмечалось изменение ситуации, связанное с развитием радиоастрономии. Из радиоастрономических данных следует, что в результате вспышки сверхновой в её расширяющейся оболочке образуются релятивистские электроны, и есть все основания считать (см. §3), что имеются в не меньшем количестве космические протоны и ядра. Таким образом, опытные

*) В случае Солнца, а также звёзд может иметь значение генерация не только заряженных частиц, но и нейтронов (см. ^{1, 54}).

**) Эта оценка числа частиц, которые должны генерироваться в Галактике, была произведена выше (см. (45) и далее) без учёта диффузионного выхода частиц из Галактики. Поэтому существенно подчеркнуть, что учёт диффузии не меняет оценок по порядку величины: диффузионный поток частиц из Галактики $Y \sim 4\pi R^2 \frac{DN}{R} \sim 4\pi R \frac{cl}{3} N \sim 3 \cdot 10^{41} \div 3 \cdot 10^{42}$ при $l \sim 10^{18} \div 10^{19}$ см $R \sim 3 \cdot 10^{22}$ см и $N \sim 10^{-10}$. Эта оценка вместе с тем показывает, что при более точном анализе учёт диффузии частиц из Галактики необходим.

данные прямо указывают на возможность генерации космических частиц в результате вспышек сверхновых, в то время как никаких аналогичных указаний относительно звёзд других типов нет. Поэтому гипотеза о сверхновых как источниках первичных космических лучей является очень привлекательной и заслуживает самого серьёзного внимания^{1, 33, 34}.

Обсудим эту гипотезу подробнее.

Могут ли сверхновые обеспечить выделение энергии, необходимое для поддержания наблюдаемой интенсивности космических лучей, то есть "могут ли сверхновые отдавать в среднем $10^{33} \div 10^{40}$ эрг/сек в космические лучи? При вспышках сверхновых в видимое излучение уходит $10^{49} \div 10^{50}$ эрг; энергия, выделяющаяся в виде кинетической энергии, на порядок меньше. Сверхновые вспыхивают в нашей Галактике в среднем раз в 300 лет $\approx 10^{10}$ сек. и, значит, их среднее энерговыделение составляет не менее $10^{39} \div 10^{40}$ эрг/сек. Отсюда явствует, что сверхновые могут обеспечить нужное пополнение энергии космического излучения, если на это идёт примерно столько же энергии, сколько выделяется в виде света или даже в виде кинетической энергии разлетающейся оболочки. Во всяком случае запаса энергии хватает, никакого противоречия заведомо не получается. Более того, зная спектр радиоизлучения сверхновой, можно найти спектр электронов в оболочке и полную, связанную с ними энергию. К сожалению, данные о спектре Тельца А и Кассиопеи А ещё недостаточно точны и полны, но для Тельца А оценка³⁴ даёт энергию, доходящую до $\sim 10^{50}$ эрг. Даже если эта цифра завышена на один-два порядка, ясно, что в результате вспышек сверхновых в космическое излучение действительно переходит энергия в нужном по порядку величины количестве. Оценки в этом направлении³³, исходящие из баланса числа частиц, также приводят к благоприятному выводу (при вспышке образуется до 10^{52} частиц, то есть в среднем до 10^{42} частиц в секунду, в то время как гибнет в Галактике $10^{41} \div 10^{43}$ частиц/сек.).

Успех энергетической оценки позволяет также высказать предположение о возможной генерации космических лучей при вспышках не только сверхновых, но и новых звёзд. Новые, повидимому, не отличаются в принципиальном отношении от сверхновых, но для них энерговыделение $\sim 10^{45} \div 10^{46}$ эрг. Учитывая, что в Галактике вспыхивает ~ 100 новых в год, приходим к среднему выделению $3 \cdot 10^{39} \div 3 \cdot 10^{40}$ эрг/сек. Следовательно, если при вспышках новых также генерируются космические лучи, что весьма вероятно, то вклад новых может даже превосходить вклад сверхновых^{*)}.

*) В этом плане естественно считать, что новые звёзды дают радиоизлучение, которое в $10^3 \div 10^4$ раза слабее, чем в случае сверхновых. Это отвечает потоку, доходящему до $F \sim 10^{-22}$ эрг/см²·сек·герц для звезды на расстоянии $\sim 10^3$ пс. Подобное значение на два порядка меньше, чем

Второй вопрос: могут ли при вспышке образовываться частицы с нужной энергией? Ответ на этот вопрос уже дан в § 3, где показано, что при вспышках имеется принципиальная возможность ускорения частиц (особенно ядер) до самых высоких наблюдаемых энергий $\sim 10^{17} \div 10^{18}$ эв. Этот вывод подтверждается, поскольку данные о спектре сверхновых свидетельствуют о присутствии (см. ^{36,34} и § 1), например, в Тельце А электронов с энергией $\sim 10^{12}$ эв, что для ядер Fe отвечает энергии $\sim 10^{17}$ эв (так как максимальная энергия пропорциональна массе покоя; см. (43)). В пользу гипотезы о генерации космических лучей сверхновыми и новыми говорит ещё один интересный аргумент, принадлежащий И. С. Шкловскому¹. Ближайшая к нам галактика — Магеллановы Облака — не даёт заметного радиоизлучения, и можно утверждать, что её радиоизлучательная способность значительно ниже, чем у нашей Галактики или туманности М31 (ближайшей к нам большой галактики, находящейся в созвездии Андромеды). Вместе с тем в Магеллановых Облаках за несколько десятков лет наблюдений вспыхнули только три новые звезды, в то время как в нашей Галактике их вспыхнуло за это время несколько тысяч. Отсюда естественно сделать вывод, что Магеллановы Облака бедны новыми звёздами (сверхновые звёзды вспыхивают так редко, что в отношении их нельзя сделать никаких прямых заключений; конечно, с обсуждаемой точки зрения их также должно быть в Магеллановых Облаках аномально мало). В силу бедности новыми звёздами интенсивность космических электронов в Магеллановых Облаках мала, а потому слабо и общее радиоизлучение, о котором идёт речь.

Во избежание недоразумений укажем также, что вспышка сверхновой не должна сопровождаться никаким возрастанием интенсивности космических лучей на Земле. Во-первых, космические частицы ускоряются длительное время, значительно большее периода яркой вспышки, и выходят из расширяющейся оболочки звезды, повидимому, в основном через $1000 \div 3000$ лет после вспышки, когда оболочка рассеивается. Во-вторых, наблюдаемая интенсивность космического излучения связана с примерно миллионом вспышек сверхновых (время жизни частиц в межзвёздном пространстве $\sim 4 \cdot 10^8$ лет, время между вспышками ~ 300 лет) или миллиардом вспышек новых. Поэтому вклад одной вспышки сверхновой, даже если бы все частицы сразу вышли из её оболочки, составил бы лишь $\sim 10^{-6}$ часть интенсивности наблюдаемого космического излучения (положение может измениться только в исключительном случае, когда сверхновая вспыхивает очень близко от Солнца). Всё сказанное приводит

для Тельца А и лежит на границах экспериментальных возможностей. Более близкие новые могут давать ещё большее радиоизлучение, и таким образом, попытки обнаружить радиоизлучение новых реальны и заслуживают всяческого внимания³⁴.

нас к выводу, что источниками космических лучей являются сверхновые и, возможно, новые звёзды. Это предположение опирается на радиоастрономические наблюдательные данные и находится в согласии или во всяком случае не противоречит всем другим фактам и общим требованиям. Можно ли поэтому утверждать, что только вклад сверхновых и новых определяет интенсивность космического излучения? Утверждать этого окончательно нельзя, хотя это и весьма вероятно. Звёзды типа Солнца (и ещё менее активные) не могут все вместе взятые быть ответственны более чем за $\sim 10^{-6}$ часть интенсивности космического излучения. Никаких указаний на то, что устойчивые звёзды каких-либо классов могут генерировать количество частиц, сравнимое с образующимся в сверхновых или новых, также нет. Но, разумеется, не исключено, что на некоторых звёздах или при соударениях диффузных туманностей и т. п. происходит генерация заметного в общем балансе количества космических лучей. Подобная возможность существует, но она мало вероятна и, главное, не меняет положения — генерация в сверхновых имеет место, генерация в новых весьма вероятна, а образующееся при этом количество космических частиц по оценкам достаточно для поддержания наблюдаемой интенсивности космических лучей. Поэтому есть все основания считать источниками космических лучей сверхновые и новые звёзды и развивать дальше теорию происхождения космических лучей на этой основе.

§ 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Общая картина происхождения и эволюции космического излучения, согласно сказанному выше, такова:

Космические частицы — электроны, протоны и ядра с высокой энергией генерируются в результате вспышек сверхновых и, вероятно, новых звёзд. Ускорение происходит в расширяющейся турбулизированной оболочке, выбрасываемой при вспышке звезды. Механизм ускорения — статистический. При таком механизме в оболочке могут, повидимому, ускоряться частицы вплоть до самых высоких наблюдающихся энергий $\sim 10^{17} \div 10^{18}$ эв, причём энергия на нуклеон в ядрах будет одинакова с энергией протонов. Спектры протонов и ядер, если не говорить о максимальной энергии, должны быть одинаковы. В силу более благоприятных условий инжекции можно ожидать относительно большей эффективности ускорения ядер по сравнению с протонами. Все эти выводы находятся в согласии с опытом. Что касается показателя степени в спектре γ , то для его теоретического определения нужна дальнейшая работа, но уже сейчас можно сказать, что спектр действительно является степенным и γ может равняться $2 \div 3$, как это имеет место на опыте. Вполне возможно (на это имеются некоторые указания; см. §§ 1, 3), что при разных вспышках получается несколько различное значение γ и наблюдаемый спектр космических частиц является некоторым сред-

ним по многим вспышкам. Спектр электронов, ускоряемых в оболочках, должен в общем совпадать со спектром протонов и ядер.

По мере расширения и распыливания оболочки, выброшенной сверхновой звездой, релятивистские частицы, движущиеся в оболочке, начинают всё быстрее и быстрее выходить в межзвёздное пространство, причём этот процесс практически заканчивается за время $\sim 1000 \div 3000$ лет. В межзвёздной среде космические частицы блуждают, «соударяясь» с движущимися вместе с межзвёздным газом магнитными полями. Соответствующая длина свободного пробега частиц $l \sim 10^{19}$ см. Космические протоны «живут» в Галактике $\sim 4 \cdot 10^8$ лет и резко замедляются в результате соударений с межзвёздными протонами. Ядра живут меньше — например, ядра Fe «живут» в 25 раз меньше, чем протоны. Космические электроны живут, как и протоны, $\sim 4 \cdot 10^8$ лет (они резко теряют энергию в результате радиационных потерь). За время жизни космические частицы успевают продиффундировать на несколько тысяч парсек от плоскости Галактики, в результате чего космические частицы образуют квазисферическую подсистему, близкую к подсистеме разрежённого межзвёздного газа. При движении в межзвёздной среде происходит трансформация состава ядерной компоненты космических лучей, в частности появляются ядра Li, Be и B. Количество этих ядер согласуется с предположением о том, что среднее время пребывания ядер в Галактике определяется их временем жизни по отношению к ядерным соударениям. Спектр протонов и ядер у Земли, если не говорить о самых мягких частицах, не наблюдающихся в силу высокоширотного образования, при не слишком высоких энергиях совпадает с их спектром в источниках. В отношении области энергий до $\sim 10^{11}$ эв/нуклеон этот вывод подтверждён на опыте (спектры протонов и ядер совпадают, причём $\gamma \approx 2$). При больших энергиях спектр отдельно протонов и отдельно ядер надёжно не установлен. Поэтому ещё не исключена возможность того, что частицы высокой энергии ускоряются в межзвёздной среде. В этом случае спектр ядер будет падать с ростом энергии значительно круче, чем спектр протонов. Вероятнее, что спектры и здесь определяются спектром генерируемых частиц и, возможно, при самых высоких энергиях увеличением диффузионного выхода частиц из Галактики (§ 4а). Спектр электронов при их диффузии в межзвёздном пространстве в силу тормозного излучения в магнитных полях изменяется и показатель спектра становится равным 3, что согласуется с радиоастрономическими данными.

Нарисованная картина представляется нам в общем вполне обобщённой, но, разумеется, целый ряд моментов нуждается в уточнении, в экспериментальной проверке. Перечислим раньше всего задачи эксперимента.

1. Радиоастрономические наблюдения общегалактического радиоизлучения позволят уточнить данные о количестве, спектре и про-

пространственном распределении космических электронов в Галактике. Наблюдение радиоизлучения сверхновых даст возможность получить сведения о спектре электронов в сверхновых, о их количестве и пространственном распределении в оболочке (для последней цели нужно работать с установками с высокой угловой разрешающей силой; при этом целесообразно измерять также поляризацию излучения³⁴). Радионаблюдения должны быть в отношении непрерывного спектра сверхновых дополнены оптическими наблюдениями (нужно определить спектр, интенсивность и поляризацию излучения)^{1, 36}.

2. Необходимо найти методом фотопластинок, или используя данные о широких атмосферных ливнях, спектр первичной ядерной компоненты космических лучей у Земли при высоких энергиях. Это позволит решить вопрос об эффективности ускорения частиц в межзвёздном пространстве. Дальнейшее уточнение имеющихся данных о составе ядерной компоненты при уже исследовавшихся энергиях до $3 \cdot 10^{10}$ эв/нуклеон также, разумеется, представляет интерес.

3. Целесообразно дальнейшее уточнение сведений об электронной и фотонной компонентах первичного космического излучения у Земли. При повышении точности эксперимента хотя бы на один порядок имеются шансы обнаружить первичные электроны, что имело бы большое значение.

4. Как с точки зрения проблемы происхождения космических лучей, так и с точки зрения физики Солнца и солнечной системы важно дальнейшее изучение влияния Солнца на космическое излучение (вариации интенсивности, корреляция с извержениями и магнитными бурями и т. д.), а также выяснение вопроса о природе высокоширотного обрезания^{1, 2, 20, 55}.

Перед теорией также стоит ряд задач, среди которых важными являются:

1. Развитие магнитно-гидродинамической теории турбулентного движения и её применение к межзвёздной среде и оболочкам звёзд (в первую очередь к оболочкам сверхновых и новых звёзд).

2. Дальнейший анализ вопроса об ускорении частиц, движущихся в турбулентной намагниченной среде (имеется в виду главным образом статистическое ускорение с учётом флуктуаций). Особенно важно применение соответствующих результатов к случаю сверхновых и новых звёзд с целью определения спектра генерируемых космических лучей. Сюда относится и проблема инжекции, существенная, в частности, для выяснения причины высокой эффективности ускорения ядер по сравнению с протонами.

3. Интересен также ряд других вопросов, часть которых тесно связана с интерпретацией экспериментальных данных. Укажем на вопрос об эволюции ядер в космических лучах и выяснение состава ядер, генерируемых в источниках. Далее, нужно выяснить, какова плотность γ -лучей в нашей Галактике с учётом прихода γ -лучей из других галактик. Заслуживают внимания также вопросы об анти-

протонах и позитронах в составе первичной компоненты у Земли, об изотропии космических лучей у Земли в связи с ролью магнитного поля в солнечной системе и вблизи неё, о магнитном моменте солнечной системы и природе высокоширотного обрезания (по всем этим вопросам см. ¹⁾).

Таким образом, необходимо ещё выяснить ряд существенных моментов, прежде чем проблема происхождения космических лучей сможет считаться ясной во всех её аспектах. Но, как нам кажется, главное здесь уже сделано, и картина, нарисованная выше, не потерпит коренных изменений, подобно тому как это имело место до недавнего времени, вплоть до использования для выяснения этого круга вопросов радиоастрономических методов.

С развитием радиоастрономии, а также космической электродинамики вопрос о происхождении космических лучей стал подлинно астрофизической проблемой и вышел из стадии по преимуществу гипотетических построений, которые нельзя было контролировать с помощью наблюдений. Поэтому, а также учитывая прогресс физики космических лучей, можно быть уверенным в том, что дальнейшее развитие теории происхождения космических лучей пойдёт вперёд быстрыми шагами.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Труды 3-го совещания по вопросам космогонии: Происхождение космических лучей. Изд. АН СССР, 1953.
2. Progress in cosmic ray physics, Amsterdam (1952).
3. H. Alfvén, Zeits. f. Physik **107**, 579 (1937).
4. H. Alfvén, Nature **143**, 435 (1939).
5. W. F. G. Swann, Phys. Rev. **43**, 217 (1933).
6. Х. Альфвен, Космическая электродинамика, И. Л., 1952.
7. Я. П. Терлецкий, ЖЭТФ **16**, 403 (1946); **19**, 1059 (1949); Вестник МГУ № 1, 75 (1948).
8. L. Riddiford a. S. T. Butler, Phil. Mag. **43**, 447 (1952).
9. Я. П. Терлецкий, УФН **44**, 46 (1951).
10. R. D. Richtmyer a. E. Teller, Phys. Rev. **75**, 1729 (1949).
11. H. Alfvén, Phys. Rev. **75**, 1732 (1949); **77**, 375 (1950).
12. K. O. Kierpenheuer, Phys. Rev. **78**, 809 (1953).
13. E. McMillan, Phys. Rev. **79**, 498 (1950).
14. E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169 (1949).
15. В. Л. Гинзбург, УФН **32**, 26 (1947); **34**, 13 (1948);
Г. Г. Гетманцев, УФН **44**, 527 (1951); УФН **50**, 472 (1953);
М. Райль, УФН **46**, 508 (1952).
16. И. С. Шкловский, Астр. журнал **29**, 418 (1952); **30**, 15 (1953).
17. H. Alfvén a. N. Herlofson, Phys. Rev. **78**, 616 (1950);
K. O. Kierpenheuer, Phys. Rev. **79**, 738 (1950).
18. В. Л. Гинзбург, ДАН **76**, 377 (1951).
19. Г. Г. Гетманцев, ДАН **83**, 557 (1952) и статья в Сборнике памяти А. А. Андропова, Изд. АН СССР, 1953.
20. В. Л. Гинзбург и М. И. Фрадкин, ДАН **92**, № 3 (1953).
21. G. Schott, Electromagnetic radiation, гл. VII, Cambridge (1912).
22. Л. А. Арцимович и И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **16**, 379 (1946).
23. L. Shiff, Rev. Sci. Instr. **17**, 6 (1946).

24. В. Л. Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физич., 11, 165 (1947).
 25. В. В. Владимирский, ЖЭТФ 18, 393 (1948).
 26. Д. Иваненко и А. Соколов, ДАН 59, 1551 (1948).
 27. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Теория поля, § 73, Гостехиздат, 1948.
 28. J. Schwinger, Phys. Rev. 75, 1912 (1949).
 - 28a. А. А. Соколов, ДАН 67, 1013 (1949); G. Parzen, Phys. Rev. 84, 235 (1951).
 - 28б. И. М. Франк, Изв. АН СССР, сер. физич., 6, 3 (1942); В. Л. Гинзбург и И. М. Франк, ДАН 56, 583 (1947).
 29. Проблемы космической аэродинамики, ИЛ., 1953.
 30. С. Б. Пикельнер, ДАН 88, 229 (1953). Известия Крымской астрофиз. обсерватории 10, 74 (1953).
 31. G. Sossioni, Phys. Rev. 83, 1193 (1951).
 32. А. А. Корчак и Я. П. Терлецкий, ЖЭТФ 22, 507 (1952).
 33. И. С. Шкловский, ДАН 91, 475 (1953).
 34. В. Л. Гинзбург, ДАН 92, № 6 (1953).
 35. И. М. Гордон, ДАН УССР ~~№ 3, 170~~ (1953). ~~№ 6~~ ?
 36. И. С. Шкловский, ДАН 90, 983, (1953).
 37. D. Bohm a. E. P. Gross, Phys. Rev. 74, 624 (1948).
 38. E. Feenberg a. H. Primakoff, Phys. Rev. 73, 449 (1948).
 39. Т. М. Донахуе, Phys. Rev. 84, 972 (1951).
 40. В. Л. Гинзбург, ДАН 92, № 4 (1953).
 41. В. И. Гольданский, А. Л. Любимов и Б. В. Медведев, УФН 49, 3 (1953).
 42. Я. П. Терлецкий и А. А. Логунов, ЖЭТФ 21, 567 (1951).
 43. Я. П. Терлецкий и А. А. Логунов, ЖЭТФ 23, 682 (1952).
 44. С. У. Рап, Phys. Rev. 82, 209 (1951).
 45. Л. Ландау и Л. Пятигорский, Механика, § 11, ГТТИ, 1940.
 46. Г. Т. Зацепин, ДАН 80, 577 (1951).
 47. A. Unsöld, Phys. Rev. 82, 857 (1951).
 48. Л. Э. Гуревич, Вопросы космогонии, т. 2, 1953.
 49. Г. Г. Гетманцев и В. Л. Гинзбург, ДАН 87, 187 (1952).
 50. С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, Гостехиздат, 1948.
 51. V. Sarabhai a. R. P. Kane, Phys. Rev. 90, 204 (1953).
 52. E. O. Kane, T. J. Shanley a. J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 51 (1949).
 53. D. ter Haar, Rev. Mod. Phys. 22, 119 (1950).
 54. G. W. Hutchinson, Phil Mag. 43, 847 (1952).
 55. J. A. Van Allen, Nuovo Cimento 10, 630 (1953).
-