

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ У ЗЕМЛИ И ВО ВСЕЛЕННОЙ *)

В. Л. Гинзбург

Первичные космические лучи у Земли, их химический состав и энергетический спектр. Радиоастрономия и космические лучи. Природа космического радиоизлучения и космические лучи во Вселенной. Происхождение космических лучей.

Около пятидесяти лет назад было установлено, что из космического пространства на Землю приходит «излучение», получившее название космических лучей. Это излучение оказалось сильно проникающим: его не задерживали даже толстые слои свинца.

Открытие космического излучения было сделано в результате изучения «темнового» тока в ионизационных камерах. То, что в ионизационных камерах наблюдается ток, текущий при отсутствии всяких искусственных источников ионизации (такой ток и называется темновым), было обнаружено еще в самом начале нашего века. Его появление в ионизационных камерах, расположенных вблизи земной поверхности, можно было приписать влиянию излучений, испускаемых радиоактивными примесями в окружающих камеру предметах. Поэтому космическое (внеземное) происхождение некоторой части темнового тока было доказано только после опытов на воздушных шарах. Ток в ионизационной камере, связанный с радиоактивностью Земли и различных предметов, должен уменьшаться по мере удаления камеры от земной поверхности. Оказалось же, что ионизационный ток по мере подъема падает лишь на небольших высотах, а затем начинает возрастать. Так, в опытах, осуществленных в 1914 г., когда была достигнута высота в 9 км, ионизация оказалась во много раз больше, чем на уровне моря. Правда, даже после этих опытов высказывались предположения о земном происхождении космических лучей; их появление связывалось, например, с грозами и радиоактивностью верхних слоев атмосферы. Но все эти гипотезы уже давно полностью оставлены.

В силу большой проникающей способности космических лучей их вначале принимали за разновидность γ -лучей. Позже было выяснено, что в составе первичных космических лучей имеются заряженные частицы. Это удалось обнаружить, используя магнитное поле Земли. Заряженные частицы, движущиеся в этом поле, отклоняются. В результате поток первичных космических лучей, т. е. лучей, падающих на земную атмосферу, зависит от геомагнитной широты. В атмосфере первичные космические лучи

*) В УФН уже публиковались статьи, посвященные происхождению космических лучей и радиоастрономии. Однако в связи с большим интересом к этому кругу вопросов редакция помещает в отделе «Физика наших дней» статью В. Л. Гинзбурга, написанную специально для этого отдела по заказу редакции.

образуют вторичные частицы; только они и наблюдаются на земле. Наблюдаемая зависимость их потока от геомагнитной широты и позволяет сделать заключение о присутствии заряженных частиц в первичных космических лучах. Непосредственное изучение первичных лучей долгое время почти не представлялось возможным в связи с трудностью подъема аппаратуры на большие высоты. Отсутствие надежных данных о первичных космических лучах не давало возможности выяснить их происхождение, поэтому долгие годы вопрос о происхождении космических лучей оставался открытым.

Впрочем, положение изменилось не очень существенно и после того, как было выяснено, что первичные космические лучи состоят из протонов и ядер ряда элементов (наличие ядер было установлено в 1948 г.). Дело в том, что космические лучи распределены изотропно, т. е. приходят на Землю равномерно со всех направлений. Поэтому их изучение не дает никаких непосредственных сведений о месте, где расположены источники космических лучей. Чтобы лучше понять, насколько изотропия космических лучей затрудняет решение вопроса об их происхождении, представим себе, что оптическое излучение всех небесных тел смешивается, а уже затем анализируется. В этом случае, вместо того чтобы изучать спектр и интенсивность светового излучения отдельных звезд и туманностей, пришлось бы исследовать те же характеристики излучения, но от всех этих объектов, вместе взятых. Совершенно очевидно, что в этих условиях от современной астрофизики почти ничего не осталось бы. Между тем сведения о первичных космических лучах относятся сразу ко всем источникам. Попытка анализа этих сведений подобна попытке спектрального анализа суммарного свечения всех звезд и туманностей.

Но можно ли вообще получить информацию о космических лучах в различных областях Вселенной вдали от Земли?

Еще сравнительно недавно на этот вопрос пришлось бы дать отрицательный ответ. Но, как это не раз уже бывало в истории физики и астрофизики, положение быстро и радикально изменилось в результате открытий, сделанных совсем в другой области. Мы имеем ввиду радиоастрономию, которая начала бурно развиваться в 1945 г. Как оказалось (это было выяснено в 1950—1953 гг.), основная часть радиоизлучения, приходящего к нам из космоса, генерируется космическими лучами. Принимая космическое радиоизлучение, удается установить некоторые свойства космических лучей не только в нашей звездной системе — Галактике, но и далеко за ее пределами. Развитие радиоастрономии и установление связи между космическим радиоизлучением и космическими лучами привело к тому, что проблема происхождения космических лучей и выявление их свойств в разных областях Вселенной занимают сейчас видное место в астрофизике. При этом появилась возможность, как и при решении других астрофизических проблем, опираться на данные наблюдений и проводить анализ, используя всю совокупность сведений, полученных различными методами. Космические лучи оказались интересными не только как самостоятельный объект изучения, но, как это со временем выяснилось, они играют существенную роль с точки зрения динамики межзвездной среды и оболочек сверхновых звезд, а также являются одним из основных факторов, определяющих эволюцию галактик.

В физике космических лучей почти всегда ясно вырисовывались два главных направления. Первое из них — использование космических лучей для изучения элементарных частиц и их взаимодействий при высоких энергиях. По сути дела, здесь речь идет просто об использовании любезно предоставленных самой природой возможностей наблюдения частиц высокой энергии. Эти возможности были использованы с большим успехом:

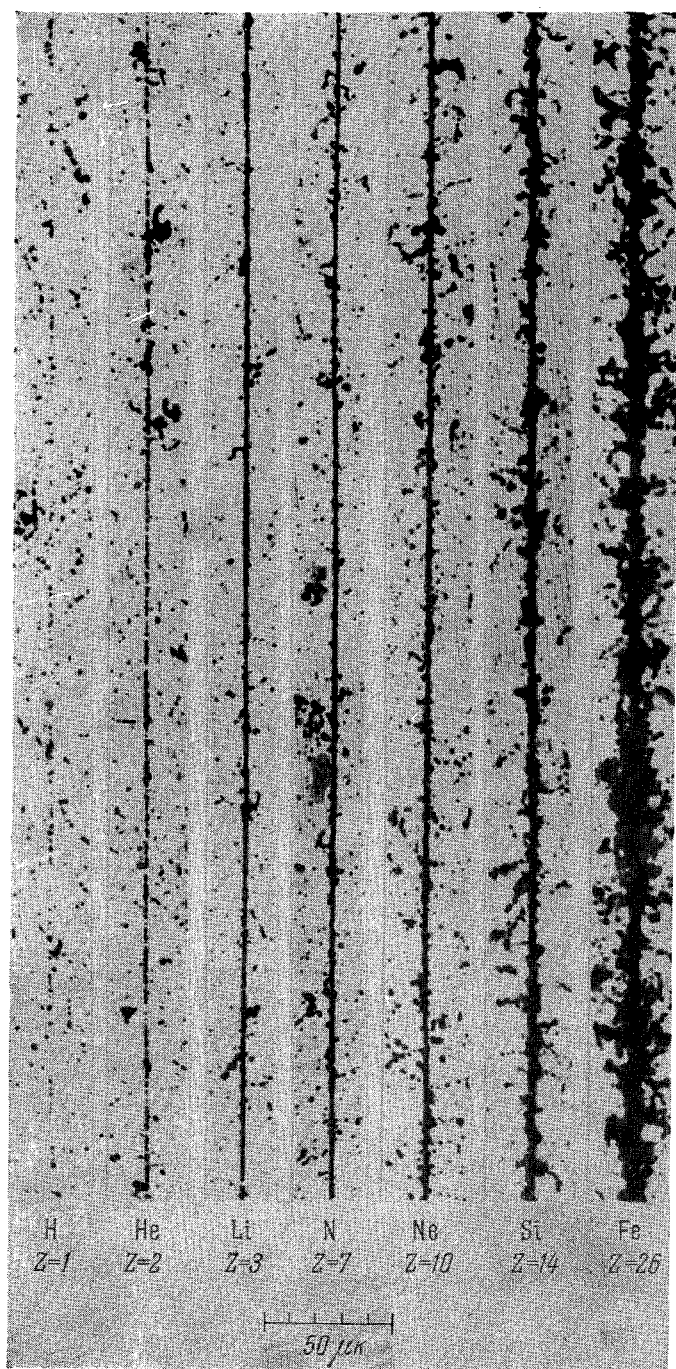


Рис. 1. Следы релятивистских ядер с разными Z в фото-эмульсии. Видно, что с возрастанием Z жирность следа повышается.

именно в космических лучах были открыты позитроны, μ^\pm , π^\pm и K -мезоны, а также некоторые гипероны. Изучение этих частиц имеет столь большое значение, что долгое время — особенно с 1929 г. и примерно по 1955—1956 гг. — в физике космических лучей основную роль играло изучение элементарных частиц. Положение существенно изменилось в связи с созданием мощных ускорителей. В области энергий, достигнутых на ускорителях (энергия E до $3 \cdot 10^{10}$ эв), космические лучи как средство изучения элементарных частиц, вообще говоря, совершенно не могут конкурировать с ускорителями. Поэтому центр тяжести первого направления в физике космических лучей переместился в область больших энергий ($E > 3 \cdot 10^{10}$ эв). В этой области измерения производятся главным образом с помощью фотоэмульсий и по наблюдению широких атмосферных ливней. Поскольку максимальная энергия, зарегистрированная в космических лучах, равна примерно 10^{19} эв, совершенно очевидно, что использование космических лучей для чисто физических исследований будет продолжаться еще, вероятно, очень длительное время*). Тем не менее относительный «вес» исследований элементарных частиц, несомненно, сильно понизился, и в последние годы в физике космических лучей начинает преобладать второе направление — изучение космических лучей в геофизическом и астрофизическом аспектах. В настоящее время число работ этого направления составляет больше половины всех исследований, посвященных космическим лучам. Предметом изучения здесь являются:

1. Первичные космические лучи у Земли (химический состав, энергетический спектр, пространственное распределение).
2. Космические лучи за пределами солнечной системы (в Галактике и Метагалактике).
3. Происхождение космических лучей.
4. Солнечные космические лучи, их генерация, движение к Земле и влияние на земную ионосферу.
5. Влияние на космические лучи (как галактического, так и солнечного происхождения) межпланетной среды и межпланетных магнитных полей: высокоширотное обрезание и различные вариации космических лучей как на Земле, так и в пределах солнечной системы.
6. Радиационные пояса вблизи Земли и других планет.

Запуск искусственных спутников и космических ракет, а также общий прогресс в геофизике и физике Солнца, с одной стороны, и быстрое развитие радиоастрономии и всей астрофизики, с другой стороны, привели к появлению большого числа работ по всем указанным вопросам. Все они, к тому же, связаны не только между собой, но и с другими научными направлениями (с физикой Солнца, физикой межзвездной и межпланетной среды, теорией ускорения частиц, радиоастрономией и т. д.). Было бы весьма трудно и вряд ли целесообразно пытаться осветить в одной статье большое число проблем. Поэтому мы коснемся только трех вопросов: свойств первичного космического излучения у Земли, данных о космических лучах во Вселенной (за пределами солнечной системы) и проблемы происхождения космических лучей.

*) Как указывалось, достигнутая сейчас на ускорителях энергия равна $3 \cdot 10^{10}$ эв, т. е. почти на 9 порядков меньше максимальной энергии частиц, наблюдающихся в космических лучах. В ближайшие годы вряд ли возможно создание ускорителей, дающих частицы с энергией большей $3 \cdot 10^{11}$ эв. Упомянем, однако, что использование так называемого метода «встречных пучков», хотя и связано с большими трудностями, фактически позволит изучать столкновения частиц с энергией $E' = 2(E/Mc^2)^2 Mc^2$, где E — энергия частиц в каждом из пучков, состоящих из частиц с массой покоя M . Однако даже для электронов при $E = 5 \cdot 10^9$ эв энергия $E' = 10^{14}$ эв, а для протонов при $E = 3 \cdot 10^{10}$ эв энергия $E' \approx 2 \cdot 10^{12}$ эв.

1. ПЕРВИЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ У ЗЕМЛИ

Масса столба земной атмосферы площадью в 1 см^2 равна примерно килограмму. Такой воздушный фильтр, с точки зрения прохождения через него различных излучений, эквивалентен слою воды с толщиной около 10 м. Длина свободного пробега частиц, входящих в состав первичных космических лучей, меньше метра воды (т. е. меньше 100 г/см^2). Значит, атмосфера является толстым фильтром для первичных космических лучей и до земной поверхности эти лучи практически не доходят. Даже на высоких горах положение существенно не меняется, и первичные частицы составляют лишь небольшую долю от всего потока космических лучей. Поэтому изучение первичных космических лучей, которые только и будут нас интересовать,

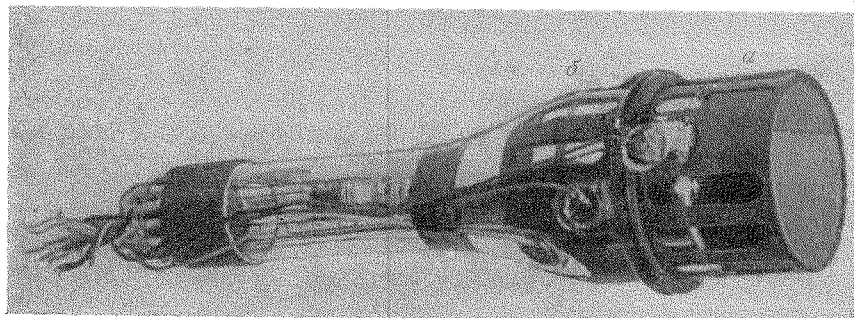


Рис. 2. Черенковский счетчик (а — детектор из органического стекла; б — фотоумножитель).

Пронизывающая детектор быстрая заряженная частица излучает свет (эффект Вавилова — Черенкова), который регистрируется фотоумножителем.

возможно лишь с помощью шаров-зондов, высотных самолетов, ракет и искусственных спутников Земли. До настоящего времени основную роль здесь играли и играют шары-зонды, но можно ожидать все большего расширения исследований на спутниках.

Для определения химического состава первичных лучей используется в основном метод фотоэмulsion, но употребляются также и черенковские счетчики. Существенно подчеркнуть, что в состав космических лучей входят «голые» ядра, лишенные орбитальных электронов. В этом случае понижающая способность и интенсивность черенковского излучения при прочих равных условиях пропорциональны Z^2 , где Z — порядковый номер ядра элемента. Поэтому ядра с различными Z отличаются в фотоэмulsion по своим следам (рис. 1). В черенковском счетчике (рис. 2) ядра различаются по интенсивности вспышек черенковского излучения.

Энергетический спектр космического излучения (зависимость числа частиц от их энергии) определяется по широтной зависимости потока космических лучей. Этот метод ограничен областью энергий примерно до 15 $B\bar{e}v$ для протонов и до 7,5 $B\bar{e}v/\text{нуклон}$ для ядер*). В области больших энергий энергетический спектр определяется, например, по числу частиц с той или

) Поясним вкратце, почему возникает такое различие в энергиях для протонов и ядер. Частота обращения частицы с зарядом eZ , полной энергией E и массой M в магнитном поле и напряженности H равна $\omega_H^ = \frac{eZH}{Mc} - \frac{Mc^2}{E}$. Радиус кривизны траектории такой частицы, если ее скорость v перпендикулярна полю H , равен $r = v/\omega_H^*$; для релятивистских частиц: $v/c \approx 1$ (т. е. $E/Mc^2 = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2} \gg 1$) и $r = E/eZH$.

иной энергией, зарегистрированных в эмульсиях. Этот метод дает некоторые сведения вплоть до энергий порядка $10^{12}-10^{13}$ эв $= 10^3 \div 10^4$ Бэв. При еще больших энергиях космические лучи изучаются почти исключительно по широким атмосферным ливням, о чем будет рассказано ниже.

Изучение первичных космических лучей состоит в определении их состава (т. е. числа частиц с разными зарядом и массой), энергетического спектра частиц каждого сорта и их пространственного распределения. На все эти вопросы еще нельзя дать сколько-нибудь исчерпывающего ответа. Но исследования проводятся многими группами в разных странах и быстрый прогресс здесь несомненен. Ниже приводятся основные результаты, в отношении которых особых сомнений нет.

а) Х и м и ч е с к и й с о с т а в

К сожалению, определение заряда каждого данного ядра, например, в фотоэмульсии, возможно лишь с довольно значительной ошибкой. Кроме того, даже тогда, когда измерения проводятся на шарах, над установкой все еще остается слой воздуха с толщиной в несколько граммов на квадратный сантиметр. Лишь в одном известном нам случае этот слой составлял $2,7$ г/см² (высота немногим более 40 км). Обычно же измерения проводятся на меньших высотах (толщина слоя 7—15 г/см²). Исследования ядер на спутниках только начинаются. Наличие слоя воздуха над установкой приводит к тому, что часть наблюдаемых в эмульсии (или другим методом) ядер является вторичными — они образовались в воздухе. Наконец, для получения достаточно точных значений нужно исследовать следы большого числа ядер в одних и тех же условиях. Это особенно трудно для редко встречающихся элементов. После сказанного нетрудно понять, что имеющиеся сведения о химическом составе первичных космических лучей еще далеко не полны. В частности, для повышения статистической точности обычно приводятся данные не для отдельных ядер, а для целых групп. Так, ядра лития, бериллия и бора ($Z=3-5$) образуют группу легких (L) ядер. Ядра углерода, кислорода, азота и фтора ($Z=6-9$) объединяются в группу средних (M) ядер. Ядра с порядковым номером $Z \geq 10$ составляют группу тяжелых (H) ядер; иногда вводят также группу очень тяжелых (VH) ядер с $Z \geq 20$. Протоны (p) и ядра He_2^4 , т. е. α -частицы (α), рассматриваются уже отдельно от других ядер.

Существующие методы, если не говорить о небольшом числе самых медленных частиц, не дают возможности определить атомный вес ядра. Другими словами, все изотопы данного элемента объединяются вместе. Поэтому, строго говоря, группа p объединяет протоны, дейтроны и ядра трития, а в группу α входят также ядра He_3^3 . Для каждой из этих групп определяется поток F , т. е. число частиц, падающих на единичную площадку в единицу времени в единичном телесном угле. (Ниже F измеряется в единицах $\frac{\text{число частиц}}{\text{м}^2 \text{стер} \cdot \text{сек}}$; заметим, что величину F правильнее называть интенсивностью или потоком в данном направлении; более распространен

В последнем случае, если измерять r в см, E в эв и H в эрстедах

$$r = \frac{E}{300ZH} = \frac{A\varepsilon}{300ZH}, \quad (1)$$

где $E = A\varepsilon$, A — атомный вес и ε — полная энергия на один нуклон

Возможность достижения частицей Земли определяется, очевидно, радиусом кривизны ее траектории в земном магнитном поле. Для протонов $A/Z=1$, но для ядер $A/Z \approx 2$. Поэтому магнитное поле Земли, не позволяющее достигнуть экватора (в вертикальном направлении) протонам с $E < 15$ Бэв, не препятствует достижению земного экватора ядрами космических лучей с энергией $\varepsilon > 7,5$ Бэв/нуклон

термин поток. Полный поток F получается интегрированием по углам; для изотропного излучения при интегрировании по полусфере $F_n = \int F \cos \theta d\Omega = \pi F$.) Потоки перечисленных групп ядер приведены в таблице I. Средний атомный вес для каждой группы \bar{A} (3-й столбец таблицы) (определяется из тех же экспериментальных данных, которые используются для определения потоков. Заметим, что приведенные значения F во всех случаях относятся к частицам с полной энергией, большей $2,5$ Бэв на нуклон.

Таблица I

Химический состав космических лучей
(Химический состав межзвездного газа в общем определяется цифрами, приведенными в двух последних столбцах)

| Группа ядер | Z | \bar{A} | Число частиц м ² стер. сек | Число нуклонов в потоке космических лучей (т. е. значение $\bar{A}F$) | $\frac{F}{F_H} = \frac{N}{N_H}$ | Во Вселенной (в среднем) | |
|-------------|-----------|-----------|--|--|---------------------------------|--------------------------|-----------|
| | | | | | | N/N_H | N/N_H |
| P | 1 | 1 | 1300 | 1300 | 520 | 3360 | 6830 |
| α | 2 | 4 | 88 | 352 | 35 | 258 | 1040 |
| L | 3—5 | 10 | 1,9 | 19 | 0,76 | 10^{-5} | 10^{-5} |
| M | 6—9 | 14 | 5,6 | 78 | 2,24 | 2,64 | 10,1 |
| H | ≥ 10 | 31 | 2,5 | 78 | 1 | 1 | 1 |
| VH | ≥ 20 | 51 | 0,7 | 35 | 0,28 | 0,06 | 0,05 |

В шестом столбце таблицы I приведено отношение потока ядер данной группы к потоку ядер группы H ; это отношение равно вместе с тем отношению концентраций ядер соответствующих групп N/N_H . Здесь учтено, что для изотропного распределения частиц $N = 4\pi F/c$, где v — скорость частиц. Для рассматриваемых релятивистских частиц с достаточной точностью можно положить $v=c=3 \cdot 10^{10}$ см/сек. В двух последних столбцах таблицы приведены по различным данным отношения N/N_H , характеризующие среднюю распространенность элементов во Вселенной — на Солнце, на звездах, в межзвездной среде. Как ясно из таблицы I, химический состав космических лучей имеет две бросающиеся в глаза особенности.

Во-первых, в природе очень мало легких элементов — лития, бериллия и бора: эти элементы быстро «выгорают» в звездах. В космических же лучах элементов группы L почти столько же, сколько тяжелых элементов (группа H), т. е. почти в 100 000 раз больше, чем в среднем в природе.

Во-вторых, космические лучи значительно богаче тяжелыми и очень тяжелыми элементами, чем небесные тела. В самом деле, в космических лучах на одно ядро группы H приходится примерно 550 протонов и α -частиц, а на одно ядро группы VH (как мы увидим, практически — это железо и хром) приходится около 2000 протонов и α -частиц. В то же время в среднем во Вселенной на ядро группы H приходится по разным данным 3600—8000 протонов и α -частиц, а на VH -ядро 60 000—160 000 протонов и α -частиц. Это значит, что космические лучи, если даже использовать меньшие значения 3600 и 60 000, в семь раз богаче тяжелыми элементами и в 30 раз богаче очень тяжелыми элементами, чем Солнце, звезды и межзвездный газ.

Наличие в космических лучах лития, бериллия и бора естественно интерпретировать следующим образом. При движении космических лучей в межзвездной среде ядра групп M и H расщепляются в результате ядерных столкновений с ядрами атомов межзвездной среды, т. е. в основном протонами и ядрами гелия. Среди продуктов таких расщеплений имеются ядра группы L , которые являются, таким образом, вторичными — очень малая распространенность этих ядер в природе позволяет думать, что их

нет и в источниках космических лучей. Учитывая относительно большое количество L -ядер в космических лучах у Земли и считая все эти ядра вторичными, можно сделать вывод, что космические лучи приходят к нам издалека; в среднем они должны пройти слой вещества с толщиной в $5 \div 10 \text{ г/см}^2$. Средняя концентрация газа в нашей Галактике составляет около 0,01 частицы в см^3 , что отвечает плотности $2 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3$. Отсюда следует, что космические лучи, попадающие на Землю, в среднем проходят расстояние порядка $3 \cdot 10^{26} \text{ см}$; двигаясь со скоростью, практически равной скорости света, $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$, частицы проходят этот путь за время порядка $10^{16} \text{ сек} \simeq 3 \cdot 10^8 \text{ лет}$.

Радиус нашей Галактики примерно равен $R = 3 \div 5 \cdot 10^{22} \text{ см} \simeq 30 \div 50$ тысяч световых лет. Так как путь, проходимый космическими лучами ($3 \cdot 10^{26} \text{ см}$), значительно превышает радиус Галактики, то может возникнуть мысль, что космические лучи приходят из областей, расположенных далеко за пределами Галактики. Такой вывод, однако, был бы по меньшей мере слишком поспешным. Дело в том, что в межзвездном пространстве существуют магнитные поля с напряженностью $H \sim 10^{-6} \div 10^{-5} \text{ э}$. Радиус кривизны траектории протона с типичной для космических лучей энергией $E = 10^{10} \text{ эв} = 10 \text{ Бэв}$ даже в поле 10^{-6} э равен $r = \frac{E}{300 H} \simeq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}$, т. е. ничтожно мал по сравнению с галактическими размерами. Характер движения в Галактике космических лучей с достаточно малым радиусом определяется конфигурацией межзвездных магнитных полей: заряженная частица в однородном магнитном поле движется по винтовой линии, причем ее скорость вдоль поля равна составляющей $v_{||}$ полной скорости v вдоль поля. Поэтому можно считать, что в среднем за достаточно большое время частица движется в однородном поле прямолинейно со скоростью $v_{||}$. Если же силовые линии поля искривлены и образуют запутанный «клубок», частица будет двигаться по сложной траектории; в первом приближении эта траектория навивается на силовую линию. При движении в «запутанных» магнитных полях со сложной конфигурацией перемещение частицы в каком-либо направлении можно уподобить диффузии молекул в газе. Диффундирующая молекула описывает сложную траекторию, состоящую из прямолинейных отрезков, равных длине свободного пробега, т. е. расстоянию между столкновениями данной молекулы с атомами или молекулами газа. При движении в «запутанном» магнитном поле роль длины свободного пробега играет характерное расстояние l , на котором направление силовых линий поля существенно изменяется (рис. 3). Конечно, аналогия между диффузией в газе и движением в магнитном поле ограничена и является достаточно глубокой только при соблюдении целого ряда условий. Можно думать, что в галактических магнитных полях эти условия в некотором приближении соблюдаются*). Так как магнитные поля в Галактике в целом несут, по всей вероятности, весьма запутанный характер, то космические лучи движутся по сложным путям, а большинство из них всю «жизнь» проводит в галактических пределах.

Возвращаясь к вопросу о химическом составе космических лучей, укажем еще на один существенный вывод; он непосредственно следует из того,

*) Успешное использование диффузионного приближения связано с тем, что траектория частицы вовсе не прочно «приклеена» к силовым линиям поля. Происходит медленный переход с одной линии поля на другие, во-первых, в результате так называемого «дрейфа» в неоднородном поле. Во-вторых, в условиях Галактики магнитное поле все время изменяется в результате галактического вращения и движения облаков межзвездного газа. В результате космические лучи в Галактике, видимо, эффективно «перемешиваются», т. е. их движение в среднем такое же как в процессе диффузии.

что сказано о происхождении L -ядер. Поскольку эти ядра являются продуктами расщепления более тяжелых ядер, ясно, что тяжелых ядер в источниках космических лучей было еще больше, чем у Земли. Более детальное рассмотрение показывает, что в слое с толщиной $5-10 \text{ г/см}^2$ очень тяжелые ядра, такие как железо и хром, могли бы породить все остальные ядра, присутствующие в космических лучах у Земли. Правда, недостаточная точность, с которой известны химический состав космических лучей и данные о продуктах, образующихся при ядерных соударениях (например при соударениях протона и ядра железа) не дают возможности прийти к окончательным выводам. Несомненно, однако, что в источниках космических лучей ускоряются в основном тяжелые и очень тяжелые ядра (в космических лучах очень тяжелыми называют ядра железа, хрома и т. д.). Это значит,

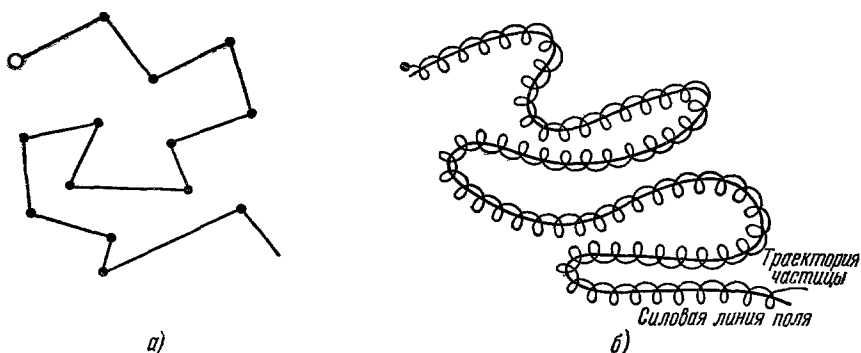


Рис. 3. а) Движение молекулы в газе и б) частицы в магнитном поле.

что химический состав космических лучей в источниках по сравнению с их составом у Земли еще значительно богаче очень тяжелыми VH -ядрами за счет протонов, α -частиц и L -ядер, а также, вероятно, M - и H -ядер.

Помимо данных о группах ядер сейчас имеются интересные сведения и о некоторых ядрах. Так, в космических лучах больше углерода, чем кислорода, тогда как в среднем во Вселенной наблюдается обратная картина. Хотя в природе фтора очень мало, в космических лучах фтор имеется в заметном количестве. Наконец, среди VH -ядер основную роль играют железо и хром. Уточнение химического состава первичных космических лучей у Земли является одной из ближайших задач физики космических лучей. Большое значение в этом отношении, вероятно, сыграют спутники.

Говоря о химическом составе космических лучей мы, по сути дела, имели в виду только основную часть космических лучей с энергией меньшей $10^{12} - 10^{13} \text{ эв}$. В отношении частиц с большей энергией данные о химическом составе практически полностью отсутствуют.

Очень важно также знать количество электронов и позитронов в составе первичных космических лучей у Земли. К сожалению, сейчас можно лишь указать, что, по имеющимся довольно старым измерениям, электронов и позитронов меньше примерно 1% от всех космических лучей. Уточнение сведений об электронах и позитронах остро необходимо*). Заметим, кроме того, что в составе первичных космических лучей еще надежно не установлено присутствие γ -лучей, а также не обнаружено антипротонов и антиядер.

*) *Примечание при корректуре.* Сейчас эта задача, по-видимому, в основном решена. В заметке J. A. E a r l, Phys. Rev. Letters 6, 125 (1961), появившейся после того как настоящая статья была написана, сообщается об обнаружении в первичных космических лучах легких частиц (электронов и позитронов, отличить которые друг от друга было нельзя). При этом поток электронов с энергией $E \geq 1,5 \text{ Бэв}$ по предварительным данным составляет около 1% от потока протонов. Это значение находится в согласии с использованным в статье отношением порядка 1% для тех же потоков.

б) Энергетический спектр. Изотропия космических лучей

Поток космических лучей в области кинетических энергий E_k , больших 1 Бэв/нуклон , монотонно и довольно быстро падает с ростом энергии (рис. 4). Если обозначить поток частиц с атомным весом A и полной энергией*), (отнесенной на нуклон) большей ε , через $F_A(>\varepsilon)$, то энергетический спектр можно приближенно представить в виде

$$F_A(>\varepsilon) = \frac{K_A}{\varepsilon^{\gamma-1}}, \quad (2)$$

где для протонов и всех ядер $\gamma = 2,5 \pm 0,2$. Спектр (2) называется интегральным; дифференциальный спектр $F_A(\varepsilon) = (\gamma-1)K_A\varepsilon^{-\gamma}$, поскольку

ку $F_A(>\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\infty} F_A(\varepsilon) d\varepsilon$. Для протонов

$K_p \simeq 4000$ (энергия ε измеряется в Бэв) и поэтому в согласии с данными таблицы I имеем: $F_p(>2,5 \text{ Бэв}) \simeq 1300 \frac{\text{протонов}}{\text{м}^2 \text{стер} \cdot \text{сек}}$. Как уже указывалось, полный поток $F_{\Pi} = \pi F$ и, следовательно, к Земле приходит примерно 4000 протонов на квадратный метр в секунду**). Потоки всех остальных частиц также легко получить из формулы (2) и таблицы I.

Особый интерес представляет энергетический спектр космических лучей в области малых и области больших энергий. Так, для относительно «мягких» частиц с кинетической энергией $\varepsilon_k \lesssim 1 \text{ Бэв/нуклон}$ спектр уже не определяется выражением (2). В качественном отношении изменение состоит в том, что поток перестает расти с уменьшением энергии. Это значит, что кривая (интегральный спектр) $F(>\varepsilon)$ достигает «насыщения» (становится горизонтальной), а кривая $F(\varepsilon)$ (дифференциальный спектр) имеет максимум при некоторой энергии $\varepsilon_{k,\text{max}} < 1 \frac{\text{Бэв}}{\text{нуклон}}$. Этот эффект — отсутствие

в первичных космических лучах у Земли частиц с малой энергией — носит название высокоширотного обрезания спектра (частицы с $\varepsilon_k < 1 \text{ Бэв/нуклон}$ могли бы достигать Земли только на достаточно высоких широтах). Значение энергии $\varepsilon_{k,\text{max}}$, как и весь характер высокоширотного обрезания спектра, зависит от цикла солнечной деятельности. В период минимума солнечной активности (последний минимум наблюдался в 1954 г., следующего нужно ожидать в 1965 г.) высокоширотное обрезание, по-видимому, слабо выражено или, быть может, даже совсем отсутствует. Наоборот, в период высокой активности Солнца, когда на Солнце имеется много пятен,

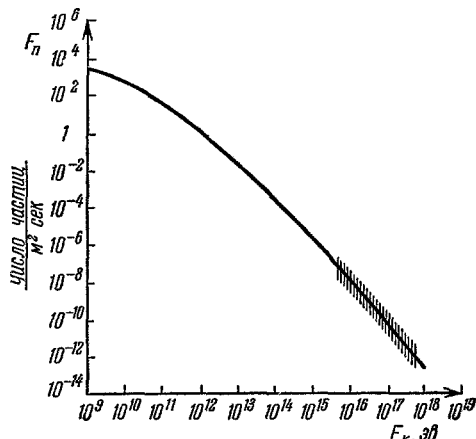


Рис. 4. Полный поток всех космических лучей $F_{\Pi} = \pi F$ (число частиц на м^2 в сек с кинетической энергией частиц большей E_k (в эВ)).

Заштрихованная область характеризует возможную неточность измерений

*) Полная энергия частицы с массой M , $E = E_k + Mc^2 = A\varepsilon_k + AM_p c^2$, где M_p — масса протона (разностью масс протона и нейтрона пренебрегаем). Очевидно, $\varepsilon = \varepsilon_k + 0,938 \text{ Бэв}$, так как для протона $M_p c^2 = 0,938 \text{ Бэв}$.

**) Частицы с $\varepsilon = 2,5 \text{ Бэв}$ могут достичь Земли лишь на достаточно высоких широтах. Экватора в вертикальном направлении достигают лишь протоны с $\varepsilon > 15 \text{ Бэв}$. Полный их поток $F_{\Pi} \simeq 220$ протонов $\text{м}^2 \text{сек}^{-1}$.

оно извергает потоки газа и т. д., высокоширотное обрезание проявляется со всей отчетливостью. Это обстоятельство, несмотря на неполноту имеющихся данных, заставляет предполагать, что высокоширотное обрезание обусловлено магнитными полями в солнечной системе. Такие поля «заморожены» в потоках ионизированного газа, выбрасываемых Солнцем. Не исключено, впрочем, что в солнечной системе имеется также квазирегулярное магнитное поле, создаваемое токами, текущими в межпланетном газе в плоскости земной орбиты.

Помимо высокоширотного обрезания, существование магнитных полей в солнечной системе приводит к вариациям интенсивности космических лучей. Эти вариации зависят от широты и от высоты места наблюдения над уровнем моря; в целом они определяются солнечной деятельностью. Установлено также, что Солнце иногда (в течение последних двух-трех лет — примерно раз в месяц) испускает космические лучи в основном со сравнительно небольшой кинетической энергией ϵ_k , меньшей $1 \div 3 \cdot 10^8$ эв. Такие частицы попадают лишь в область высоких широт и были обнаружены с помощью шаров-зондов и спутников. За последние двадцать лет зарегистрировано также несколько мощных «вспышек» солнечных космических лучей. Самая большая из них произошла 23 февраля 1956 г. Во время этой вспышки поток космических лучей даже на поверхности Земли, увеличился в несколько раз; например, в Москве поток увеличился в четыре раза; через два часа после начала вспышки возрастание потока составляло уже только 20%. Во время других зарегистрированных мощных вспышек поток на Земле возрастал максимум на десятки процентов.

Изучение солнечных космических лучей и влияния солнечной деятельности на космические лучи, приходящие к нам из Галактики, составляет сейчас целую область исследования, тесно связанную с физикой Солнца и межпланетной среды.

Если «мягкие» космические лучи приносят сведения о Солнце и солнечных потоках, то изучение самых «жестких» частиц космического излучения особенно важно для выяснения роли космических лучей внегалактического происхождения. К сожалению, исследование космических лучей очень высокой энергии сталкивается с большими трудностями и здесь получено еще относительно мало результатов. Объясняется это в первую очередь тем, что поток частиц с высокой энергией очень мал. Действительно, если воспользоваться для потока всех космических лучей выражением (2) с $K=5000$, $\gamma=2,5$ и заменить ϵ на полную энергию частицы E , то потоки частиц с энергией E , большей 10^{15} , 10^{17} и 10^{19} эв (т. е. 10^6 , 10^8 и 10^{10} Бэв), соответственно равны:

$$\left. \begin{aligned} F(E > 10^6 \text{ Бэв}) &= 5 \cdot 10^{-6}, & F(E > 10^8 \text{ Бэв}) &= 5 \cdot 10^{-9}, \\ F(E > 10^{10} \text{ Бэв}) &= 5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{частиц}}{\text{м}^2 \cdot \text{стер. сек.}} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

В году примерно $3 \cdot 10^7$ секунд и частица с энергией, большей 10^{19} эв, должна падать на м^2 земной поверхности (со всех направлений) в среднем раз в 2000 лет! Фактически поток частиц с очень высокой энергией еще значительно меньше, потому что степенной закон (2) справедлив лишь в ограниченном интервале энергий и спектр падает с ростом энергии круче, чем согласно (2) с $\gamma=2,5$ (по некоторым данным, в области энергий $E > 5 \cdot 10^{15}$ эв показатель $\gamma=3,17 \pm 0,10$; см. также рис. 4).

Несмотря на это, сейчас обнаружены частицы с энергией до 10^{19} эв. Это удастся сделать в результате наблюдения широких атмосферных ливней. Метод широких ливней является единственным, используемым

при изучении космических лучей, с энергией большей $10^{14} \div 10^{15}$ эв. Механизм образования широких ливней состоит в следующем. Попадая в атмосферу, протон или ядро высокой энергии соударяется в воздухе с ядрами N и O, образуя целый ряд частиц высокой энергии (нуклоны из ядер N и O, нуклон—антинуклонные пары, гипероны, K- и π -мезоны). Все эти частицы в свою очередь расщепляют ядра или распадаются на другие частицы (например, идут распады $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$, $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$)*). Такая лавина ведет к образованию в атмосфере широкого ливня, содержащего огромное количество частиц (вблизи земной поверхности эти частицы в основном электроны, позитроны и фотоны). Площадь ливня зависит от энергии первичной частицы и может достигать многих квадратных километров. Ливень наблюдается и изучается системой счетчиков разного типа, расставленных на большой площади и включенных «на совпадения». Применяемая система позволяет регистрировать частицы, попадающие на большую площадь, а это происходит уже не так редко. Так, на площадь в 10 км^2 частица с энергией $E \gtrsim 10^{19}$ эв падает раз в несколько дней.

Итак, наблюдение широких ливней позволяет регистрировать такие редкие события, как попадание частиц с энергиями $10^{18} \div 10^{19}$ эв. Но за это приходится «платить» довольно дорого. Во-первых, определение энергии первичной частицы оказывается не очень точным. Во-вторых, и это главное, не удается выяснить, какая частица создает ливень — протон или какое-либо ядро. Поэтому в области, где космические лучи изучаются только по ливням, химический состав космических лучей неизвестен. Заметим, что если этот состав такой же, как у космических лучей малых энергий, то несколько больше половины всех ливней с полной энергией, большей заданной, создается ядрами, а не протонами. Не исключено, что все частицы с энергией большей, скажем, 10^{17} эв являются ядрами типа железа или хрома. Тогда энергия, приходящаяся на нуклон, раз в 50 меньше полной энергии частицы. Это очень важно для выяснения происхождения частиц самой высокой энергии. Дело в том, что радиус кривизны траектории протона с энергией 10^{19} эв в поле 10^{-5} э равен $3 \cdot 10^{21} \text{ см}$, т. е. уже сравним с радиусом Галактики ($3 \div 5 \cdot 10^{22} \text{ см}$). Ядро железа с той же полной энергией имеет радиус кривизны в $Z=26$ раз меньший, т. е. равный примерно 10^{20} см . Такое ядро может еще, вероятно, удержаться в нашей Галактике и иметь галактическое происхождение, протоны же с энергией $E > 3 \cdot 10^{18} \div 10^{19}$ эв удерживаться в Галактике, видимо, не могут и должны образовываться за ее пределами.

Космические лучи, образовавшиеся не в Галактике, обычно называют метagalacticкими. Они могли бы, в принципе, ускоряться в других галактиках или в метagalacticком (междугалактическом) пространстве. В отношении частиц с самой высокой наблюдаемой энергией еще не ясно, сравним ли радиус кривизны их траекторий с размерами Галактики, или он существенно меньше. Для основной же части космических лучей этот радиус, несомненно, ничтожен даже по сравнению с расстоянием до ближайших звезд. Так, уже упоминалось, что при энергии 10^{10} эв в поле 10^{-6} э радиус кривизны траектории протона равен $3 \cdot 10^{13} \text{ см}$, в то время как ближайшая звезда находится от нас на расстоянии около четырех световых лет, т. е. около $4 \cdot 10^{18} \text{ см}$.

Именно малость радиуса кривизны космических лучей, а также нерегулярность и «запутанность» межзвездных магнитных полей обеспечивают изотропность космического излучения. Количественно степень анизотропии

*) Здесь, как обычно, π -мезоны, μ -мезоны, электроны и нейтрино обозначены буквами π , μ , e и ν ; $\bar{\nu}$ — антинейтрино, а знаки \pm указывают на заряд частиц.

характеризуют коэффициентом $\delta = \frac{F_{\max} - F_{\min}}{F_{\max} + F_{\min}}$, где F_{\max} и F_{\min} — максимальный и минимальный потоки космических лучей за пределами действия земного магнитного поля. О значениях потока вдали от Земли можно судить по измерениям вблизи Земли, так как характер движения частиц в земном магнитном поле известен. Напомним также, что F есть поток в каком-либо направлении и, таким образом, например, под F_{\max} понимается поток в том направлении, в котором значение F максимально. По имеющимся данным для частиц с энергией $E < 10^{16}$ эв коэффициент $\delta < 1\%$. При еще больших энергиях точность измерений меньше, но в пределах достигнутой точности анизотропия первичных космических лучей не обнаружена. Вполне возможно, что в результате более тщательных наблюдений небольшая анизотропия ($\delta < 1\%$) будет найдена как для основной доли космических лучей*), так, быть может, и для частиц с очень высокой энергией.

2. РАДИОАСТРОНОМИЯ И КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

Почти единственным источником информации о космосе до недавнего времени служило видимое излучение, испускаемое Солнцем, звездами, галактиками и т. д. Сейчас же равноправным методом является исследование космического радиоизлучения; это исследование составляет основную цель радиоастрономии. Космическое радиоизлучение, приходящее из нашей Галактики, было обнаружено в 1931—1932 гг. Радиоизлучение Солнца удалось наблюдать в 1942—1943 гг. Однако вплоть до 1945 г. число радиоастрономических работ исчислялось единицами и только в последующие годы радиоастрономия начала бурно развиваться. Это привело к открытиям большого значения. Сейчас радиометоды стали равноправными с оптическими, и изучение важнейших проблем (например, физики Солнца) проводится одновременно обоими способами. Разделение астрономии на оптическую и радиоастрономию все в большей мере становится попутным делением методического характера и не затрагивает существа исследуемых вопросов. Замечательно, что за какие-нибудь 15 лет своего развития радиоастрономия достигла почти одинакового положения с оптической астрономией, зародившейся еще в древности.

С точки зрения дальнейшего изложения особенно важны только два момента, касающихся радиоастрономии. Это вопрос о природе космического радиоизлучения и «картина неба» в радиолучах.

а) Природа космического радиоизлучения и космические лучи

Все принимаемое космическое радиоизлучение может быть разделено на три компоненты: тепловое излучение с непрерывным спектром, тепловое излучение нейтрального водорода на волне с длиной около 21 см и нетепловое космическое радиоизлучение. Первая из этих компонент по своей природе является тормозным излучением электронов межзвездной среды, возникающим при их соударениях с ионами. Интенсивность такого излучения, естественно, особенно велика от областей, где температура газа и степень ионизации велики. Это имеет место, например, вблизи особенно горячих звезд. Сильно нагреты также некоторые области атмосферы звезд разных типов, в том числе не очень горячих, к числу

*) Некоторые указания на наличие такой анизотропии в период минимума солнечной активности недавно уже получены. Этот эффект связан с тем, что космические лучи образуются в основном в центральных областях Галактики (см. раздел 3).

которых принадлежит наше Солнце. Соответствующее радиоизлучение звездных атмосфер удается принимать только от Солнца. Говоря ниже о космическом радиоизлучении, мы будем иметь в виду только излучение, возникающее за пределами солнечной системы.

Температура ионизованного газа в нашей Галактике не превосходит 10 тысяч градусов и такова же максимальная температура теплового радиоизлучения, испускаемого этим газом*).

Монохроматическое космическое радиоизлучение нейтрального водорода ($\lambda = 21$ см), обнаруженное в 1951 г., является, по существу, также тепловым (равновесным) излучением, причем его температура обычно не превосходит $\sim 100^\circ$ К. Излучение на волне 21 см испускается при переходе между подуровнями сверхтонкой структуры основного уровня атома водорода. Два подуровня сверхтонкой структуры водорода отвечают двум возможным взаимным ориентациям спинов электрона и протона, образующих атом водорода.

До использования этого метода, т. е. приема спектральной линии $\lambda = 21$ см, можно было получать сведения только об излучающих свет возбужденных атомах водорода. Естественно, что таких возбужденных атомов несравненно меньше, чем невозбужденных. При этом во многих областях возбужденных атомов настолько мало, что их свечение незаметно. Кроме того, световое излучение сильно рассеивается и поглощается в межзвездной (космической) пыли. Радиоволны рассеиваются и поглощаются пылью несравненно меньше. Поэтому прием радиоизлучения на волне 21 см исключительно важен для астрономии и позволил впервые довольно детально изучить спиральную структуру и центральные области нашей Галактики.

Наиболее интересна, для нашей темы третья компонента космического радиоизлучения — нетепловое излучение с непрерывным спектром. Это излучение приходит к нам со всех направлений из Галактики, от отдельных туманностей в Галактике и от других галактик. Тот факт, что далеко не все космическое радиоизлучение сводится к тепловому установить довольно легко. Это непосредственно видно из того, что принимаемое излучение на волнах длиннее нескольких метров обладает очень большой интенсивностью. Так, эффективная температура**) космического радиоизлучения на волне 16 м достигает $3 \cdot 10^5$ °К, а на волне около 30 м достигает уже 10^6 °К. Между тем, как отмечалось, эффективная температура теплового излучения межзвездного газа не может превосходить температуру этого газа, т. е. примерно 10^4 градусов.

Следовательно, заведомо существует некоторое мощное нетепловое космическое радиоизлучение. Более того, именно это излучение составляет в большинстве случаев доминирующую часть космического радиоизлучения.

Какова природа нетеплового космического радиоизлучения?

*) Интенсивность I_ν теплового излучения среды с температурой T равна

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

где $\nu = c/\lambda$ — частота излучения и τ — оптическая толщина среды; $h\nu \ll kT$ (h — постоянная Планка, $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град — постоянная Больцмана). Из формулы (4) ясно, что эффективная температура $T_{\text{эфф}}$ меньше или равна T .

**) Интенсивность I_ν любого радиоизлучения на данной частоте ν может быть охарактеризована эффективной температурой $T_{\text{эфф}}$, определяемой по формуле

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{эфф}} \approx \frac{2k}{\lambda^2} T_{\text{эфф}}$$

Ответ на этот важнейший вопрос был получен не без труда. Довольно долгое время делались попытки считать, что нетепловое радиоизлучение генерируется в оболочках огромного количества гипотетических радиозвезд, обладающих необычными свойствами и ненаблюдаемых в оптической части спектра. Поскольку это предположение сейчас оставлено, касаться его подробнее не стоит.

Другое, оказавшееся правильным, объяснение происхождения нетеплового космического радиоизлучения было предложено и развито в 1950—

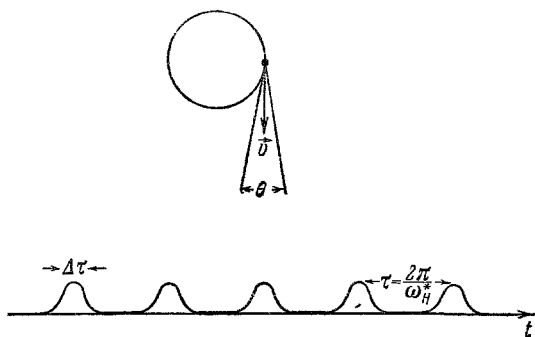


Рис. 5. Магнитотормозное (синхротронное) излучение (частица движется по кругу со скоростью v ($v \approx c$)) и угловой скоростью

$$\omega_H^* = \frac{eH}{mc} \frac{mc^2}{E}.$$

В нижней части рисунка отложена интенсивность излучения, регистрируемого прибором, расположенным в плоскости орбиты частицы.

Именно поэтому радиоастрономия дает нам ключ к исследованию космических лучей во Вселенной и позволяет вплотную подойти к решению проблемы происхождения космических лучей. Любопытно отметить, что магнитотормозная теория космического радиоизлучения далеко не сразу стала столь общепринятой, как в настоящее время. Достаточно сказать, что посвященный этой теории доклад автора, посланный на Манчестерский симпозиум по радиоастрономии в 1955 г. не был даже опубликован в трудах симпозиума. В то же время в этих трудах, вышедших в свет в 1957 г., помещена статья, связывающая нетепловое радиоизлучение с гипотезой о существовании радиозвезд.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов радиоастрономических исследований, остановимся на особенностях магнитотормозного механизма излучения.

Заряженная частица, движущаяся в магнитном поле с напряженностью H , как и при всяком неравномерном движении, излучает электромагнитные волны. Циклическая частота излучаемых волн ω равна угловой частоте вращения частицы в магнитном поле ω_H^* и ее обертонам $n\omega_H^*$, где n — любое целое число. Рассматривая для определенности электрон, имеем

$$\omega_H^* = \frac{eH}{mc} \frac{mc^2}{E} = 1,76 \cdot H \frac{mc^2}{E}, \quad (5)$$

где E — полная энергия электрона, а $mc^2 = 5,1 \cdot 10^5$ эв — его энергия покоя.

Нерелятивистский электрон (для которого $(E - mc^2) \ll mc^2$) излучает практически только основную частоту $\omega_H^* \simeq \omega_H = \frac{eH}{mc}$; это излучение по своему характеру такое же, как излучение двух взаимно перпендикулярных диполей, фазы колебаний которых сдвинуты на 90° . В интересующем же

1953 гг. Оно сводится к утверждению, что нетепловое космическое радиоизлучение представляет собой магнитотормозное (синхротронное) излучение релятивистских электронов, составляющих электронную компоненту космических лучей.

Тем самым установлена замечательная связь между радиоизлучением и космическими лучами: основная часть космического радиоизлучения генерируется космическими лучами!

нас ультрарелятивистском случае, когда $E \gg mc^2$, частица излучает волны преимущественно в направлении своей мгновенной скорости — излучение сосредоточено в узком конусе с углом $\theta \sim \frac{mc^2}{E} \ll 1$. Поэтому, если электрон движется по кругу (это происходит, когда его скорость v перпендикулярна к полю H), электромагнитные волны испускаются подобно искрам, которые сыплются, если точить нож на вращающемся точиле. Иначе говоря, находящийся в плоскости орбиты наблюдатель зарегистрирует вспышки излучения, следующие одна за другой через время $\tau = 2\pi/\omega_H^*$ (рис. 5). Длительность каждой вспышки, как можно показать, по порядку величины равна $\Delta\tau \sim \frac{r\theta}{c} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 \sim \left(\frac{mc}{eH}\right) \times \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2$, где $r = c/\omega_H^*$ — радиус

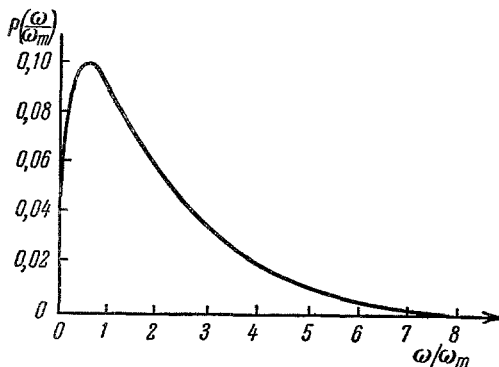


Рис. 6. Спектр магнитотормозного излучения.

орбиты, а множитель $(mc^2/E)^2$ появляется в силу эффекта Доплера. Поскольку излучение носит периодический характер (период $\tau = 2\pi/\omega_H^*$), его частотный спектр, как упоминалось, будет состоять из обертонов частоты ω_H^* . С наибольшей интенсивностью будут при этом представлены частоты порядка $1/\Delta\tau \sim \omega_m = \left(\frac{eH}{mc}\right) \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2$, соответствующие характерной длительности вспышек $\Delta\tau$. Для электрона с энергией E , равной, например, $5 \cdot 10^8$ эв в поле $H = 10^{-5}$ э, частота $\omega_H^* = 0.176$, а частота $\omega_m \sim 10^8$; следовательно, в спектре представлены очень высокие обертоны: $\omega_m = n_m \omega_H^*$, причем в нашем примере $n \sim 10^9$. В подобных условиях, очевидно, спектр так «густ», что практически является непрерывным (рис. 6).

Энергия $P(v, E) dv$, излучаемая электроном в секунду в интервале частот $dv = \frac{d\omega}{2\pi}$, равна

$$P(v, E) = 16 \frac{e^3 H_{\perp}}{mc^2} p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right), \quad \omega_m = \frac{eH_{\perp}}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2; \quad (6)$$

функция $p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$ изображена на рис. 6.

Максимуму излучения отвечают частота ν_{\max} и энергия $P(\nu_{\max}, E)$, равные:

$$\nu_{\max} = 0,5 \frac{\omega_m}{2\pi} = 1,4 \cdot 10^6 H_{\perp} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \text{ эц},$$

$$P(\nu_{\max}, E) = 1,6 \frac{e^3 H_{\perp}}{mc^2} = 2,16 \cdot 10^{-22} H_{\perp} \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{эц}}. \quad (7)$$

Заметим, что в формулах (6) и (7) поле H заменено на H_{\perp} — проекцию H на плоскость, перпендикулярную к скорости частицы v , так как именно H_{\perp} фигурирует в формулах для общего случая винтового движения частицы.

Установлено, что в межзвездном пространстве существуют магнитные поля с напряженностью $H \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ э. Если $H_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-6}$ э и $E \sim 5 \cdot 10^8$ эв, то $\nu_{\max} \sim 4 \cdot 10^8$ и длина волны $\lambda_{\max} = \frac{c}{\nu_{\max}} \sim 0,7$ м. Уже из этого примера ясно, что электроны космических лучей с энергиями $10^8 \div 10^{10}$ эв будут давать в межзвездном пространстве магнитотормозное излучение, лежащее

в радиодиапазоне. Что касается интенсивности радиоизлучения, то несложные оценки, использующие формулу (7), показывают, что для объяснения наблюдаемого нелеплого радиоизлучения в межзвездном пространстве достаточно, чтобы в Галактике поток электронов с энергией, большей 10^9 эв $F_e(E > 10^9 \text{ эв})$, был порядка $10 \frac{\text{электронов}}{\text{м}^2 \text{ стер} \cdot \text{сек}}$. Это значение составляет лишь доли процента от потока всех космических лучей у Земли и, следовательно, не противоречит имеющимся данным для потока электронов и позитронов у Земли.

Заметим, что магнитотормозное излучение почти полностью поляризовано, причем так, что электрический вектор в волне перпендикулярен к магнитному полю и вектору скорости частицы. Наблюдаемое галактическое радиоизлучение, однако, в диапазоне метровых волн почти неполяризовано. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, на луче зрения, пронизывающем Галактику, магнитное поле в разных местах имеет разную ориентацию, так что суммарное излучение, естественно, уже в значительной мере деполаризовано. Во-вторых, в межзвездной среде под влиянием магнитного поля происходит вращение плоскости поляризации радиоволн*), которое также приводит к деполаризации радиоизлучения. В результате космическое магнитотормозное излучение оказывается сколько-нибудь сильно поляризованным лишь в исключительных случаях, которые будут отмечены (в самое последнее время для некоторых направлений обнаружена поляризация галактического радиоизлучения с длиной волны 73 см).

Спектр электронов в космосе, по крайней мере в ограниченном интервале энергий, можно считать степенным. Это значит, что концентрация электронов с энергиями в интервале между E и $E + dE$ равна $N(E)dE$, причем

$$N_e(E) = \frac{K_e}{E^\gamma}. \quad (8)$$

Для релятивистских частиц, как уже указывалось, поток $F(E) = \frac{c}{4\pi} N(E)$

и $F(>E) = \int_E^\infty F(E)dE$. Поэтому поток электронов со спектром (8) равен $F_e(>E) = \frac{cK_e}{4\pi(\gamma-1)E^{\gamma-1}}$. Для космических электронов со спектром (8) интенсивность радиоизлучения имеет вид

$$I_\nu \equiv \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{эфф}} = f(\gamma) K_e R H_\perp^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \quad (9)$$

где $f(\gamma)$ — некоторая функция γ , R — протяженность излучающей области вдоль луча зрения и H_\perp — среднее значение перпендикулярной слагающей поля вдоль луча зрения; например, при $\gamma=3$ множитель $f(\gamma)=170$, причем I_ν измеряется в $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ стер} \cdot \text{сек} \cdot \text{гц}} = \frac{10^{-3} \text{ вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$.

Определяя из наблюдений зависимость интенсивности радиоизлучения I_ν от частоты ν , непосредственно находим показатель энергетического спектра электрона γ . Сама же величина I_ν позволяет найти произведение

*) Эффект вращения плоскости поляризации в очень слабом поле для разреженной среды оказывается заметным в силу огромной протяженности межзвездных полей. Заметим, что само магнитотормозное радиоизлучение в межзвездной среде обычно можно считать таким же, как при движении электрона в вакууме, поскольку показатель преломления среды в данном случае очень близок к единице.

$K_e RH_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}}$ и затем оценить K_e , поскольку значения R и H_{\perp} обычно известны, хотя бы грубо. Следовательно, по интенсивности космического радиоизлучения и ее зависимости от частоты и направления наблюдения можно получить сведения об электронной компоненте космических лучей как в нашей Галактике, так и в весьма удаленных галактиках.

б) Космические лучи во Вселенной

Мы привыкли видеть карты неба и снимки отдельных областей Млечного Пути или туманностей, сделанные с помощью оптических телескопов. Все эти снимки и карты воспроизводят распределение во Вселенной наиболее сильно светящихся звезд, звездных скоплений внутри галактических туманностей и галактик. Но даже в оптической области картина неба различна при фотографировании с различными светофильтрами, т. е. в различных длинах волн. В качестве примера на рис. 7 приведены снимки знаменитой Крабовидной туманности в созвездии Тельца, сделанные в лучах одной из сильных спектральных линий и в непрерывном спектре (в этом случае используют светофильтр, не пропускающий сильных спектральных линий). Если фотографировать не в видимых, а в инфракрасных или ультрафиолетовых лучах, картина неба, естественно, еще больше изменится, чем при переходе от красных к фиолетовым лучам.

В области же радиоволн вид неба оказывается совсем неузнаваемым. Правда, мы не обладаем «радиозрением» в буквальном смысле этого слова, но можем увидеть небо в радиолучах на экране осциллографа. Практически же, конечно, радиокарты неба строятся или просто рисуются по данным измерений интенсивности радиоизлучения в разных направлениях.

На «оптическом небе» Солнце занимает исключительное положение — даже Луна излучает в 10^6 раз меньше света. На «радионебе» в диапазоне метровых волн имеются уже три особенно ярких источника. Одним из них является Солнце, вторым — радиоисточник Кассиопея А в созвездии Кассиопеи и третьим — источник Лебедь А в созвездии Лебедя *). Интересно, что два последних мощнейших дискретных источника космического радиоизлучения остаются незаметными на обычных фотографиях, сделанных даже с хорошим телескопом. Только специальные снимки на самом большом существующем телескопе (диаметр 5 м) позволили в 1951 г. надежно обнаружить на месте Кассиопеи А оболочку сверхновой звезды и на месте Лебедя А — далекую галактику.

К числу более слабых радиоисточников принадлежит и Крабовидная туманность (радиоисточник Телец А) — поток радиоизлучения от нее на волне 3 м раз в 12 слабее, чем от Кассиопеи А и раз в 7 слабее, чем от Лебедя А.

Различие оптической и радиокартин неба станет еще более ясным, если указать, что не обнаружено радиоизлучение ни от одной яркой звезды. Наконец, помимо присутствия на радионебе мощных дискретных источников, на метровых и более длинных волнах ярко «светится» все небо. Именно поэтому и возник термин «дискретные источники» космического радиоизлучения, которые противопоставляются

*) Укажем на различие этих источников при наблюдении в радиодиапазоне. Угловой размер Солнца в метровом диапазоне составляет 40—50 угловых минут. Источники же Кассиопея А и Лебедь А имеют размер лишь в несколько угловых минут. Кроме того, положение Солнца на небе меняется в силу годичного движения Земли. И, наконец, интенсивность солнечного радиоизлучения в метровом диапазоне иногда сильно изменяется в результате появления на Солнце пятен, вспышек и т. д.

источникам, непрерывно распределенным по всем направлениям. Уже указывалось, что на волне 16 м эффективная температура непрерывного или, как чаще говорят, общего радиоизлучения Галактики по порядку величины равна 10^5 градусам *).

Какой же вид имеет Галактика в радиолучах? Прежде чем ответить на этот вопрос, напомним, как выглядит наша оптическая Галактика. Получить снимок всей Галактики, находясь внутри нее, мы, естественно, не можем. Поэтому приведем фотографии двух спиральных галактик, причем одна из них видна с Земли сбоку, а другая «сверху» (рис. 8 и 9). Всего в нашей Галактике, также являющейся спиральной галактикой, имеется около ста миллиардов звезд, наиболее яркие из которых и образуют утолщенный в центре диск. Галактики обычно довольно быстро вращаются. Так, Солнце, находящееся на расстоянии в 25 тыс. световых лет от центра Галактики, делает один оборот вокруг этого центра примерно за 220 миллионов лет; скорость солнечной системы, связанная с ее движением вокруг центра, равна примерно 200 км/сек. Рукава галактической спирали, в которой концентрируются молодые звезды и межзвездный газ, отнюдь не являются правильными и непрерывными. Особенно ясно это из данных о распределении нейтрального водорода в Галактике, полученных на волне 21 см. На основе этих данных вырисовывается картина, приведенная на рис. 10, на котором скопления водорода в рукавах изображены в виде светлых полос, галактический центр отмечен крестом, а солнечная система — кружком с точкой; область вблизи линии Солнце—центр не может быть исследована и поэтому скопления водорода здесь не изображены. Из рис. 10 и более подробного анализа следует, что рукава спирали не являются сплошными, а состоят из отдельных неоднородных по длине и толщине кусков **); кроме того, рукава формируются лишь на расстоянии около 9000 световых лет от центра.

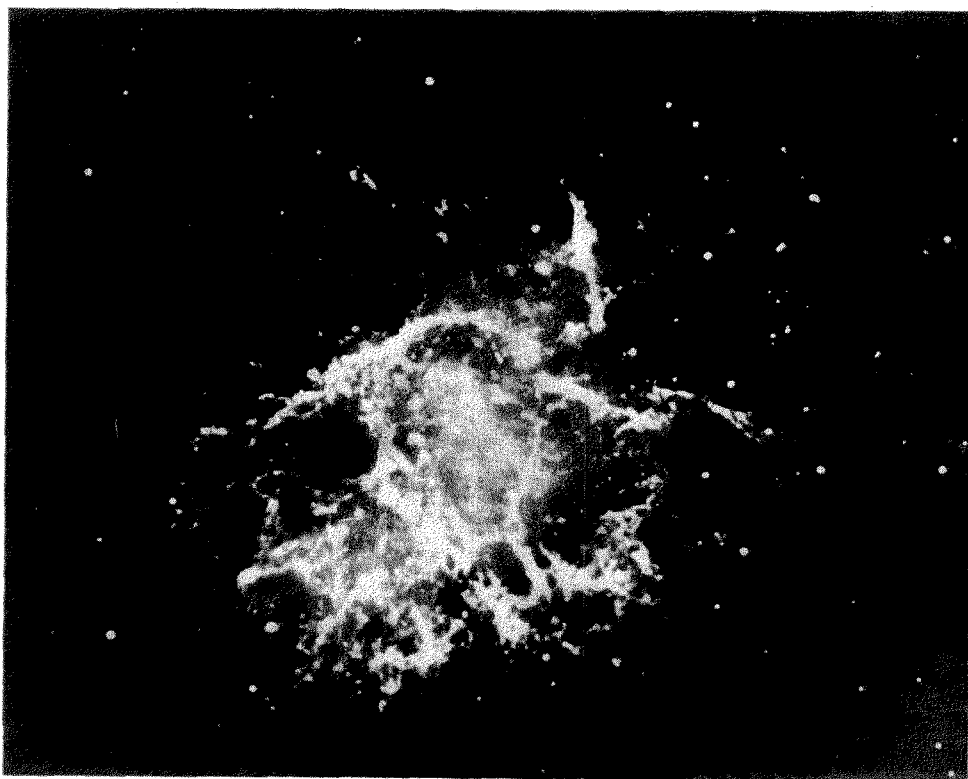
Отметим, что из-за межзвездного поглощения света сколько-нибудь детальное изучение спиральной структуры и центральных областей Галактики методами оптической астрономии невозможно; с развитием радиоастрономии в этом направлении сразу были получены важные результаты. В частности, было обнаружено существование галактического ядра с размерами около 30 световых лет. Ядро содержит ионизированный водород со средней концентрацией \bar{n} порядка 10^3 см $^{-3}$, что в несколько тысяч раз больше средней концентрации водорода в галактической плоскости. Ядро является источником теплового радиоизлучения, оно окружено не менее интересной областью нейтрального водорода с радиусом около

*) Согласно (4), $T_{\text{эфф}} = \frac{c^2 I_{\nu}}{2k\nu^2}$, причем для магнитотормозного радиоизлучения I_{ν}

пропорционально $\nu^{-\alpha}$, $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$ (см. (9)). Для общего галактического радиоизлучения по некоторым измерениям $\alpha \sim 0,7$, т. е. $T_{\text{эфф}}$ пропорциональна $\nu^{-2,7}$. Такое быстрое падение $T_{\text{эфф}}$ с ростом частоты, с одной стороны, свидетельствует о нетепловом характере излучения. С другой стороны, отсюда становится ясным, почему полная энергия космического радиоизлучения, достигающего Земли, сравнительно невелика. Очевидно, жизнь на Земле была бы невозможна даже при постоянной вплоть до инфракрасных лучей температуре излучения $T_{\text{эфф}} \approx 400^\circ \text{K}$.

**) В рукавах существует квазиупорядоченное магнитное поле $H \sim 10^{-5}$ э, с преимущественной ориентацией вдоль рукава. Тем самым рукава образуют как бы силовые трубки линий магнитного поля; это поле, несомненно, играет существенную роль в их формировании. Тот факт, что рукава не образуют сколько-нибудь правильной спирали, становится понятным, если вспомнить о вращении Галактики. За время существования Галактики в состоянии, близком к современному (около 10 миллиардов лет), например, солнечная система совершила около 25 оборотов вокруг галактического центра и ясно, что силовые трубки не могли остаться неразорванными.

а)



б)



Рис. 7. Крабовидная туманность (радиисточник Телец А).

а) снимок в лучах сильной спектральной линии; б) снимок в непрерывном спектре.

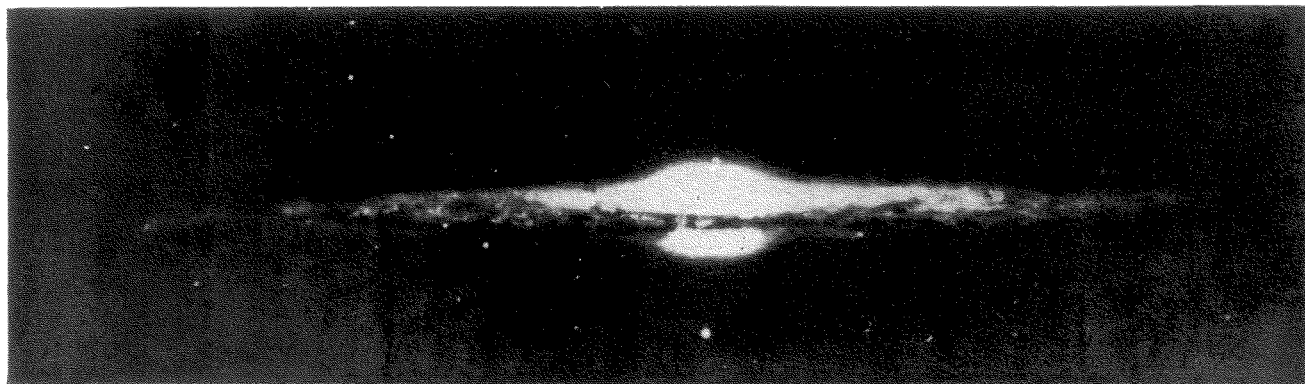


Рис. 8. Галактика NGC 4565 (NGC — новый генеральный каталог, 4565 — номер объекта в этом каталоге).
Темная полоса посередине диска вызвана поглощением света космической пылью, сосредоточенной в галактической плоскости.



Рис. 9. Галактика NGC 5194.

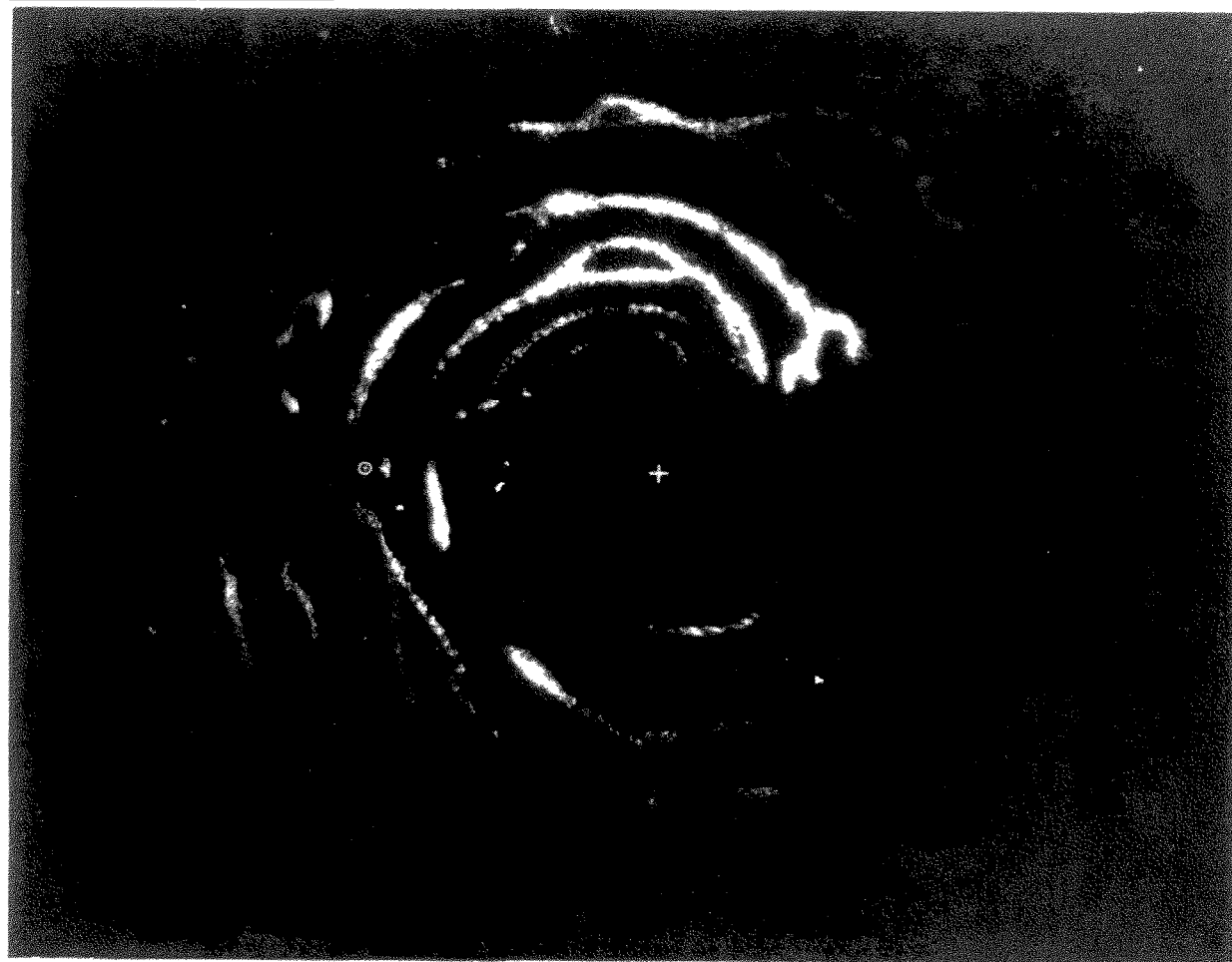


Рис. 10 Скопления нейтрального водорода в Галактике.

1000 световых лет. Здесь $\bar{n} \sim 1 \div 2$, причем вся эта масса водорода быстро вращается вокруг галактического ядра или, точнее, вокруг некоторого центра, видимо, совпадающего с центром ядра. Центральная часть Галактики является также источником более интенсивного, по сравнению с прилегающими районами, теплового радиоизлучения. Объясняется это, быть может, не увеличением количества космических лучей, а усилением в этом районе магнитного поля; из формулы (9) ясно, что, например, при $\gamma = 2,4$ интенсивность радиоизлучения пропорциональна $H_{\perp}^{1,7}$.

Мы уже фактически перешли к описанию картины неба в радиолучах метрового диапазона. Двумя элементами этой картины являются упомянутое галактическое ядро (источник теплового радиоизлучения) и центральная радиообласть — источник повышенного по интенсивности магнитотормозного радиоизлучения. Грубо говоря, этот источник имеет форму эллипсоида вращения с осями длиной около 1000 и 400 световых лет; см. рис. 11. Третьим элементом картины можно считать радиодиск Галактики — область с толщиной ~ 1500 световых лет, которая охватывает оптический диск Галактики с его спиральной структурой (толщина рукавов оптической спирали ~ 750 световых лет). Наконец, последним элементом является галактическое гало, или корона — почти сферическая область, охватывающая всю видимую Галактику. Из этой области с радиусом $\sim 30 \div 50$ тысяч световых лет исходит около 90% всего общего галактического радиоизлучения. Между радиодиском и гало, по-видимому, нет никакой четкой границы, речь идет просто как бы об увеличении радиояркости гало при приближении к галактической плоскости. На рис. 12 приведены результаты измерений эффективной температуры космического радиоизлучения на волне 3,5 м в зависимости от галактической широты для двух галактических долгот. (Напомним, что галактическая широта отсчитывается от плоскости Галактики, которой отвечает широта 0° . Галактическая долгота определяет положение луча зрения в галактической плоскости.)

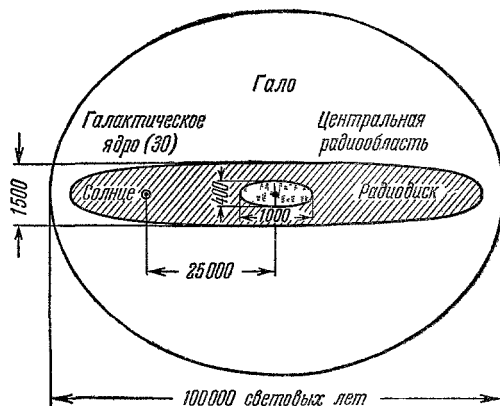


Рис. 11. Схематическое изображение Галактики в радиолучах метрового диапазона (масштабы на рисунке не выдержаны; все размеры указаны в световых годах и имеют ориентировочное значение).

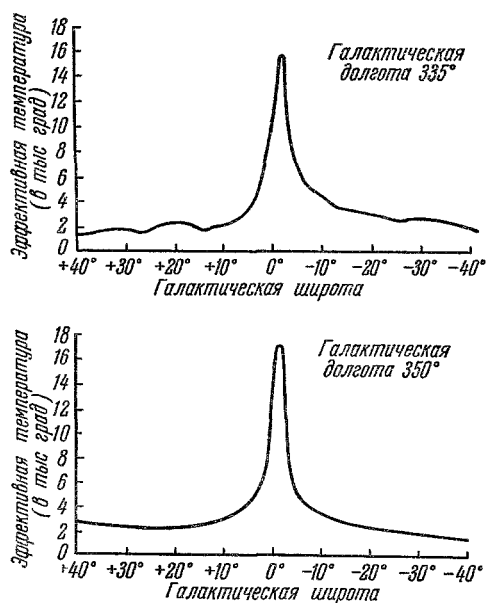


Рис. 12. Эффективная температура галактического радиоизлучения на волне 3,5 м.

Галактики, которой отвечает широта 0° . Галактическая долгота определяет положение луча зрения в галактической плоскости.)

Таким, образом, в радиолучах Галактика отнюдь не представляется сравнительно тонким, утолщенным в центре диском. Напротив, она напоминает сферу или слабо сплюснутый эллипсоид. То же относится и к большинству других галактик, в частности к Большой Туманности в созвездии Андромеды, являющейся ближайшей к нам спиральной галактикой. Доказательство существования галактических гало, достигнутое в результате радионаблюдений, является одним из крупнейших достижений астрономии за последнее десятилетие. Особенно этот факт важен для нашей темы, поскольку радиоизлучение гало обусловлено присутствием в этих гигантских оболочках галактик релятивистских электронов и вообще космических лучей, а также магнитных полей. Кроме того, в гало имеется сильно разреженный ионизованный газ (средняя концентрация $\bar{n} \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ или даже меньше), в который и «вморожены» магнитные поля. Само существование гало, по-видимому, тесно связано с космическими лучами. Образующиеся в центральной радиообласти и радиодиске космические лучи выходят из этих областей, увлекая за собой магнитные поля и газ. Дело в том, что космические лучи довольно прочно «привязаны» к силовым линиям поля, а само это поле увлекается газом, по которому текут создающие это поле токи. Конечно, такая взаимосвязь космических лучей, поля и движения газовых масс будет тесной и действительно взаимной только если энергии всех этих «обитателей» межзвездного пространства будут сравнимы между собой. Но именно это и имеет место!

Действительно, концентрация космических лучей у Земли $N = \frac{4\pi}{c} F \sim 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, а средняя плотность энергии $\omega = N\bar{E} \sim 1 \text{ эв/см}^3$ (средняя энергия $\bar{E} \sim 10^{10} \text{ эв}$, $1 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$). В среднем в гало плотность энергии ω , вероятно, лишь в несколько раз меньше, скажем, равна $0,3 \text{ эв/см}^3$. В то же время плотность энергии магнитного поля $\frac{H^2}{8\pi}$ порядка $0,3 \text{ эв/см}^3$ для поля $H \sim 4 \cdot 10^{-6} \text{ э}$. Но именно такие поля и существуют в Галактике (в спирали, вероятно, $H \sim 10^{-5} \text{ э}$, а на периферии гало $H \sim 1 \div 3 \cdot 10^{-6} \text{ э}$). Наконец, средняя плотность межзвездного газа при средней концентрации $n \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ порядка $\bar{\rho} \sim 2 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3$ (газ состоит на 90% из водорода, а масса атома водорода равна $1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г}$). Отсюда плотность кинетической энергии газа $\frac{\bar{\rho} v^2}{2}$ порядка $0,3 \text{ эв/см}^3$ при скорости $v \sim 7 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$. Наблюдаемые скорости хаотического движения газовых масс в Галактике обычно в несколько раз меньше, но зато плотность в наблюдаемых облаках газа существенно выше принятой.

Уже отсюда ясно, что космические лучи в нашей Галактике являются не побочным продуктом или второстепенным явлением. Наоборот, их действие принадлежит к числу факторов, определяющих «энергетику», строение и эволюцию всей системы. То же можно сказать и о большинстве других галактик. Это видно из того, что мощность радиоизлучения космических лучей и в нашей Галактике, и галактике в Андромеде одного порядка и составляет примерно 10^{38} эрг/сек ; две ближайшие к нам неправильные галактики — Магеллановы Облака излучают раз в 10 меньше, но и размеры этих галактик относительно невелики. Все это говорит за то, что в «нормальных» галактиках космические лучи играют примерно такую же роль, как и в нашей звездной системе. Но хотя эта роль и велика, радиоизлучение нормальных галактик по мощности составляет лишь небольшую долю их полного излучения, сосредоточенного в основном в видимой и инфракрасной частях спектра. Так, мощность излучения Галактики равна $\sim 10^{44} \text{ эрг/сек}$, что в $3 \cdot 10^{10}$ раз больше мощности излучения

Солнца, равной $3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/сек, и в 10^6 раз превышает мощность галактического радиоизлучения.

Существуют, однако, аномальные галактики, называемые также радиогалактиками, мощность радиоизлучения которых исключительно велика. Одной из самых интересных и известных радиогалактик является источник Лебедь А. Мощность его радиоизлучения равна $6 \cdot 10^{44}$ эрг/сек, т. е. почти в 10 миллионов раз больше, чем для Галактики. Этим, конечно, и объясняется то, что удаленный от нас на 600 миллионов световых лет Лебедь А по своей яркости на «радионебе» сравним с яркостью Солнца. Замечательно, что мощность оптического излучения Лебеда А равна примерно 10^{44} эрг/сек, т. е. в несколько раз меньше мощности его радиоизлучения!

Что же представляет собой этот замечательный источник? Еще недавно было довольно распространено мнение, что Лебедь А представляет собой две сталкивающиеся галактики. Для такой точки зрения имелись известные основания, ибо источник является двойным (рис. 13). Сейчас, однако, считается значительно более вероятным, что речь идет не о столкновении, а скорее о своеобразном «взрыве» галактики. Этот «взрыв» представляет собой, если не говорить о расширении всей Метагалактики, т. е. всей наблюдаемой системы галактик, самое грандиозное и мощное явление, встречающееся в природе. Причина «взрыва» галактики в Лебеде еще надежно не установлена, но, по-видимому, сам ход событий примерно таков. Несколько миллионов, а может быть, и всего миллион лет назад, в относительно спокойной до того галактике или огромном газовом облаке, из которого затем сформировалась звездная галактика, началось бурное образование космических лучей. Возможных причин этого процесса мы коснемся в конце статьи. Все возрастающее давление космических лучей привело к тому, что быстрые частицы и связанные с ними магнитные поля и межзвездный газ вырвались наружу. Этот «прорыв» произошел, видимо, вдоль оси вращения галактики в обоих направлениях и привел к образованию «облаков» а и б, изображенных на рис. 13. Именно из этих «облаков», размер каждого из которых больше размеров всей нашей Галактики, и исходит радиоизлучение Лебеда А. Между «облаками» находится сама звездная галактика, которая либо является сейчас двойной системой, либо, быть может, содержит много пыли, что и приводит к появлению темной полосы посередине (на рис. 13 заштрихованы светящиеся области, а темной полосе отвечает светлая область в).

Будем считать, что плотность энергии магнитного поля и космических лучей одного порядка и что электронов (и позитронов) в космических лучах имеется около 1%. Тогда можно оценить полную энергию космических лучей в источнике. В случае Лебеда А такая оценка приводит к значению $W \sim 2 \cdot 10^{60}$ эрг (для Галактики, как мы увидим ниже, $W \sim 10^{56}$ эрг). Чтобы подчеркнуть грандиозность этой цифры, укажем, что вся энергия покоя Солнца $M_{\odot}c^2 = 1,8 \cdot 10^{54}$ эрг, так как масса Солнца $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г. Энергия покоя всей Галактики, содержащей около 10^{11} звезд, порядка $3 \cdot 10^{65}$ эрг.

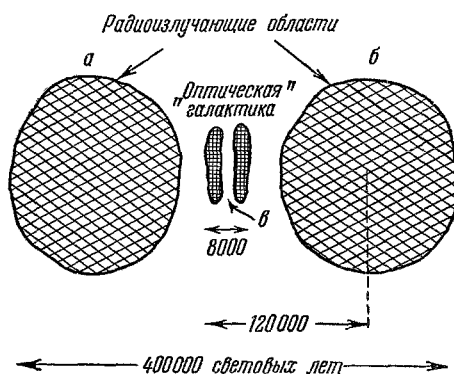


Рис. 13. Схематическое изображение источника Лебедь А (масштабы не выдержаны; размеры указаны в световых годах и носят ориентировочный характер).

Излучая радиоволны, электроны теряют свою энергию и, следовательно, яркость источника должна убывать со временем. Так, если в Лебеде А не было бы «подкачки» энергии космических лучей, радиоизлучение заметно уменьшилось бы уже через миллион лет*). Другими словами, источники типа Лебедь А остаются чрезвычайно яркими сравнительно недолго. С течением времени не только должна уменьшиться яркость источника, но будут также увеличиваться его размеры, ибо радиоизлучающие «облака» газа и космических лучей расширяются и удаляются друг от друга. Поэтому источников типа Лебедь А очень мало и на расстояниях, сравнимых с расстоянием до Лебеда А нет ни одного другого источника такой же яркости, хотя в этой области имеются миллионы галактик**). Имеются, однако, источники в известном отношении аналогичного типа, но более старые и слабые, расположенные даже ближе Лебеда А. Примером может служить Центавр А (галактика NGC 5128), строение которой подобно изображенному на рис. 13, но с сильным увеличением масштаба — размеров и расстояния между облаками (кроме того, центральные — «оптические» области источников Лебедь А и Центавр А довольно сильно отличаются друг от друга). Еще более старые источники возможно остаются незамеченными, так как радиоизлучающие «облака» становятся очень большими и не яркими. Центральная же часть радиогалактики может мало чем отличаться от нормальной галактики. Поэтому, по сути дела, неизвестно даже, не проходит ли большинство нормальных галактик некоторой фазы бурного радиоизлучения. Если же выделять радиогалактики по принципу их большой яркости («на сегодняшний день»***), то одна радиогалактика приходится примерно на несколько тысяч нормальных галактик.

Не нужно думать, что в радиолучах все радиогалактики подобны Лебедю А. Наоборот, имеется, видимо, разнообразие форм, не говоря уже о том, что каждая галактика может иметь свои характерные особенности. В качестве примера радиогалактик, существенно отличных от Лебеда А, укажем на Деву А (галактика NGC 4486). Этот яркий радиоисточник не раздвоен и обладает очень интересной «деталью» — ярко светящимся в видимых лучах «выбросом» (рис. 14). Излучение этого «выброса» обладает непрерывным спектром и, главное, сильно поляризовано. Оба эти признака, особенно наличие поляризации, не оставляют никаких сомнений в том, что мы имеем здесь дело с магнитотормозным излучением в оптической части спектра. Пока что известен еще только один пример такого типа — оптическое излучение Крабовидной туманности (точнее, та часть этого излучения, которая имеет непрерывный спектр; поэтому снимок рис. 7,6 сделан практически в лучах магнитотормозного излучения).

*) Согласно принятым значениям энергия электронов в Лебеде А равна $0,01 W \sim 2 \cdot 10^{58} \text{ эрг}$, а излучает этот источник $6 \cdot 10^{44} \text{ эрг/сек}$. Отсюда ясно, что энергия существенно изменится как раз за $3 \cdot 10^{13} \text{ сек} \approx 10^5 \text{ лет}$. Такое время, колоссальное в масштабе человеческой жизни, весьма невелико по сравнению со временем в несколько миллиардов лет, характеризующим скорость эволюции большинства галактик. «Подкачка» энергии за счет образования новых космических лучей увеличивает длительность фазы бурного радиоизлучения Лебеда А. Однако это увеличение вряд ли меняет характерное время жизни источника больше, чем на порядок величины.

**) Одна галактика приходится в среднем на объем в $(5 \cdot 10^8 \text{ световых лет})^3 \approx 10^{74} \text{ см}^3$. Самая удаленная галактика, расстояние до которой удалось оценить, находится от нас на расстоянии в $5 \div 7$ миллиардов световых лет. Интересно, что и этот источник (возможно галактика типа Лебеда А) был открыт в радиодиапазоне.

***) Во избежание недоразумений напомним, что отсчет времени в астрономии производится по моменту наблюдений на Земле. Поэтому когда говорят, например, что источник Лебедь А сейчас является ярким, это фактически значит, что он был ярким 660 миллионов лет назад, которые понадобились свету, чтобы дойти к нам от этого источника.

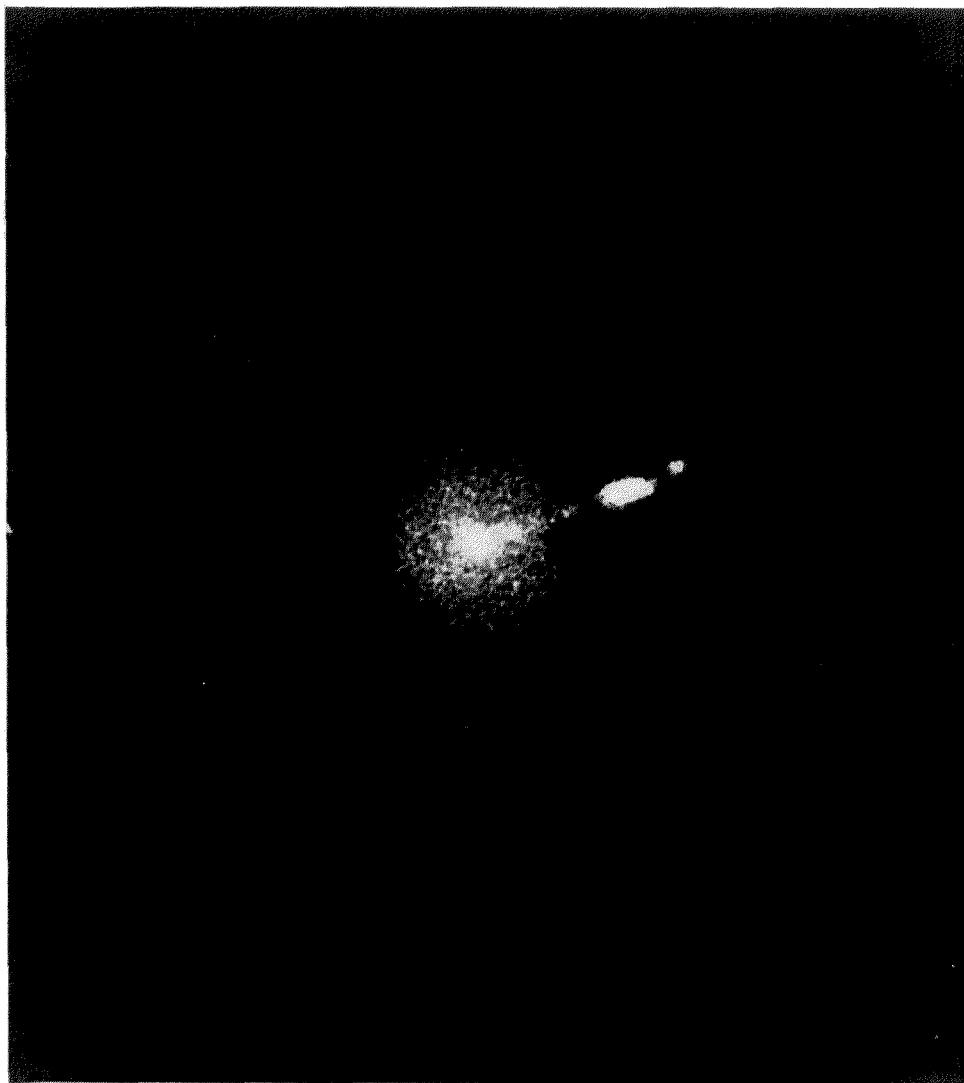
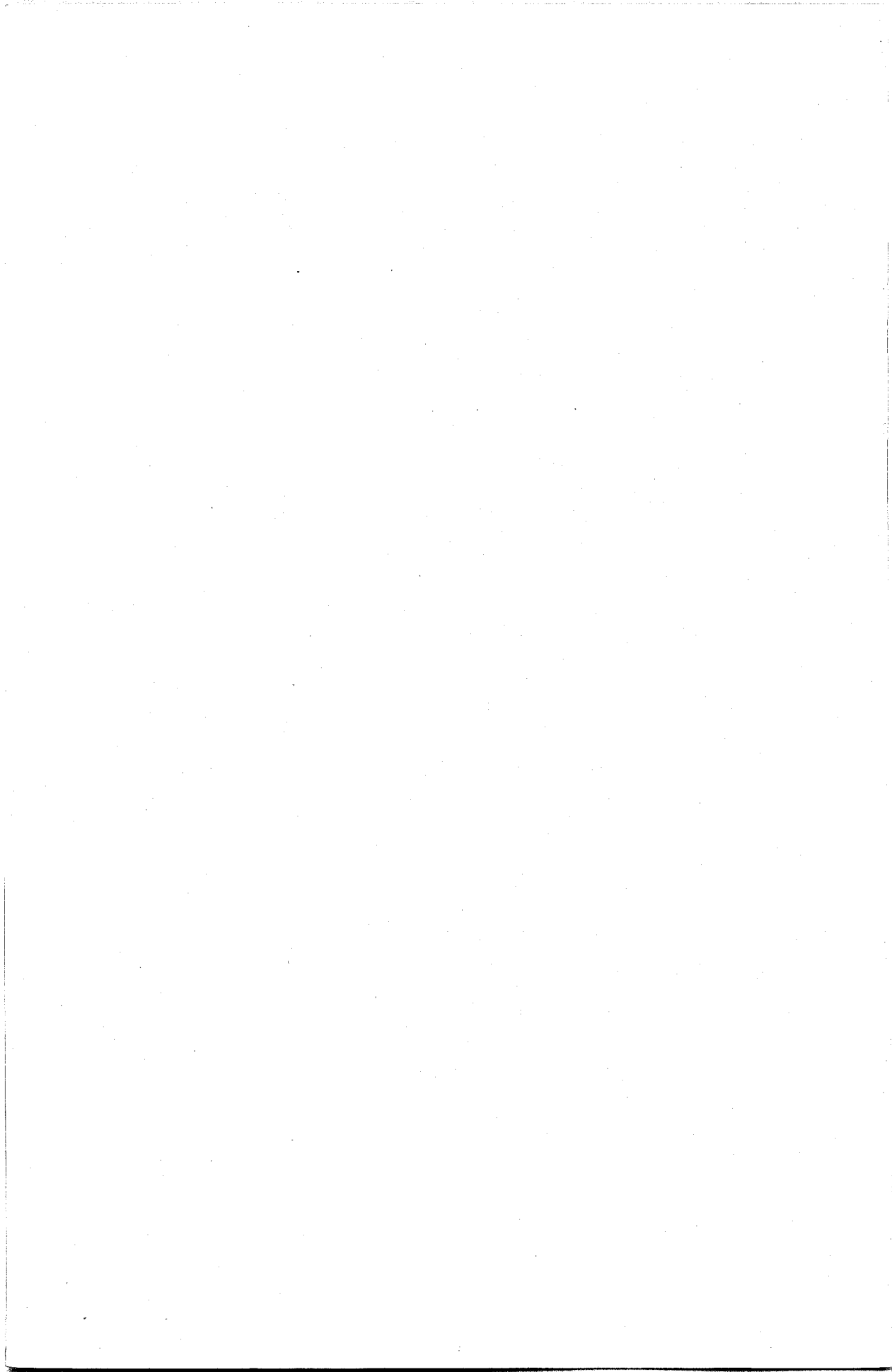


Рис. 14. Фотография наиболее яркой (центральной) части радиогалактики NGC 4486 (радиосточника Дева А).
Яркий «выброс» состоит как бы из отдельных «бусинок».



Появление оптического магнитотормозного излучения в туманностях связано, очевидно, с присутствием в них заметного количества электронов с высокой энергией*). Оптическое магнитотормозное излучение Крабовидной туманности и «выброса» в Деве А оказывается поляризованным, так как на высокой частоте деполяризующее влияние межзвездной среды оказывается незначительным и, кроме того, можно фотографировать малые участки туманности; степень поляризации оптического излучения всей Крабовидной туманности составляет 9%, в отдельных же небольших районах туманности поляризация является почти полной. Впрочем, на сантиметровых радиоволнах поляризация Крабовидной туманности также еще заметна (на волне 10 см она равна примерно 3%, но на волне 20 см уже меньше 1%).

Крабовидная туманность (ее другое название Телец А) находится в Галактике на расстоянии около 4500 световых лет от нас. Туманность эта образовалась в 1054 г. нашей эры в результате взрыва сверхновой звезды. По счастливому стечению обстоятельств эта звезда была расположена не только сравнительно близко, но и в направлении с относительно «чистым небом», т. е. с незначительным количеством космической пыли. Яркость вспышки сверхновой 1054 г. была так велика, что она легко наблюдалась днем, а днем редко удается увидеть даже Венеру — самую яркую из всех звезд и планет. Естественно, что такое событие не прошло незамеченным и появление новой звезды**) в созвездии Тельца было отмечено в китайских и японских летописях. Сейчас именно на этом месте и видна Крабовидная туманность.

Взрыв сверхновой — наиболее мощное явление, встречающееся в галактиках. В течение нескольких недель после взрыва яркость оптического излучения сверхновой сравнима с яркостью всей галактики, в которой эта звезда вспыхнула. Это значит, что мощность излучения сверхновой в максимуме блеска может во много миллиардов раз превышать мощность излучения Солнца.

Частота вспышек сверхновых в Галактике точно не установлена. Видимо, сверхновые вспыхивают в среднем раз в $30 \div 100$ лет. Трудность определения частоты вспышек связана с наличием межзвездного поглощения света, затрудняющего наблюдение сверхновых в Галактике, а также с относительной редкостью вспышек. Вспышки сверхновых в других галактиках заметить легче. Частота вспышек зависит от типа галактики; для спиральных галактик типично, по-видимому, появление сверхновых раз во много десятков или раз в сотни лет.

Природа вспышек сверхновых не установлена. Одна из возможных гипотез состоит в том, что у некоторых особенно массивных молодых звезд в ходе эволюции происходит быстрое сжатие центральной области, возможно, с образованием нейтронного ядра. (Звездная эволюция, как известно, связана с протеканием термоядерных реакций в недрах звезды. Резкие изменения в ходе этих реакций обусловлены «выгоранием»

*) Как легко убедиться с помощью формулы (7), например, в поле $H_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ э для электронов с энергией $E \sim 5 \cdot 10^{11}$ эв максимум в спектре магнитотормозного излучения отвечает волне $\lambda_{\max} = c/\nu_{\max} \sim 7000 \text{ \AA}$, т. е. лежит в видимой части спектра. В лабораторных условиях (в синхротронах) в поле $H \sim 5000$ э, таков же спектр излучения электронов с энергией $E \sim 100 \text{ Мэв} = 10^8 \text{ эв}$. Магнитотормозное оптическое излучение в синхротронах наблюдается без особого труда.

**) В более узком или, если угодно, специальном смысле термин «новая звезда» или просто «новая» применяется к вспыхивающим звездам, яркость вспышек которых в тысячи раз меньше яркости звезды в Тельце во время ее вспышки. Поэтому к этой звезде и аналогичным объектам применяется малоудачный термин «сверхновая звезда» или чаще «сверхновая». В Галактике вспыхивает 100—200 новых в год, но только одну или две из них можно заметить в силу межзвездного поглощения света. О частоте вспышек сверхновых еще будет сказано.

некоторых элементов.) Высвобождающаяся при сжатии гравитационная энергия приводит к взрыву и разлету всей внешней части звезды. Вероятно, так и образуются расширяющиеся оболочки сверхновых звезд. У Крабовидной туманности оболочка движется со скоростью около 1000 км/сек. Для сравнения напомним, что скорость близких спутников Земли равна 8 км/сек. За 907 лет с момента взрыва фрагменты оболочки прошли расстояние примерно в три световых года, чему и равен сейчас радиус Крабовидной туманности. Замечательно то, что «молодые» оболочки сверхновых являются мощными источниками нетеплового космического радиоизлучения. О Крабовидной туманности мы уже упоминали. Излучают радиоволны, хотя несколько слабее, и другие «исторические» сверхновые: сверхновая Тихо Браге (1572 г.), сверхновая Кеплера (1604 г.) и некоторые другие. Наконец, установлено, что самый мощный на небе источник нетеплового радиоизлучения — Кассиопея А представляет собой оболочку сверхновой звезды, вспыхнувшей около 250 лет назад. Оптический эффект вспышки этой сверхновой замечен не был из-за межзвездного поглощения света (расстояние до Кассиопеи А порядка 10 000 световых лет). Скорость разлета оболочки этой сверхновой превосходит 7000 км/сек!

Нет ни тени сомнений в том, что мощное радиоизлучение оболочек сверхновых звезд связано с присутствием в этих оболочках большого количества релятивистских электронов. Многое говорит за то, что в оболочках очень много и других частиц с высокой энергией, т. е. много космических лучей.

Подведем итоги. Космические лучи имеются во всех галактиках, их чрезвычайно много в радиогалактиках и они в больших количествах образуются в оболочках сверхновых звезд и излучают радиоволны. Так, радиоастрономия колоссально расширила наши сведения о космических лучах и выяснила, что они имеются во Вселенной повсюду.

3. ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Данные наблюдений свидетельствуют о том, что космические лучи заведомо образуются на Солнце и при взрывах сверхновых звезд. (Здесь и ниже, если не оговорено обратное, речь пойдет только о нашей Галактике.) Естественно думать, что другие звезды также могут испускать космические лучи. Но какова роль различных источников и как образовались космические лучи, приходящие на Землю? Как ускоряются заряженные частицы до энергий космических лучей в результате вспышек сверхновых звезд, а также на Солнце или других звездах?

На эти вопросы должна ответить теория происхождения космических лучей.

а) Энергетический баланс. Источники космических лучей

Одно из важнейших требований, которому должны удовлетворять источники космических лучей, основано на энергетических соображениях.

Протоны и ядра, составляющие основную часть космических лучей, все время теряют энергию в результате соударений с ядрами межзвездной среды. Эффективные сечения σ для таких соударений известны, хотя и не с высокой точностью — они приведены в таблице II для соударений ядер различных групп, движущихся в водороде. Межзвездный газ является смесью, состав которой ясен из таблицы I. Получающиеся при учете этого обстоятельства различия, однако, невелики и, главное, не имеют реального значения в связи с неточным знанием плотности межзвездной среды.

В таблице II указаны также длины пробега l в $г/см^2$ и времена свободного пробега для среды со средней концентрацией водорода $\bar{n}=0,01 \text{ см}^{-3}$ *).

Таблица II

Эффективные сечения, пробеги и времена жизни космических лучей

| Группа ядер | Эффективное сечение σ в ед. 10^{-26} см^2 | Длина пробега l в $г/см^2$ | Время жизни T_H в годах |
|-------------|--|------------------------------|---------------------------|
| P | 2,26 | 74 | $5 \cdot 10^9$ |
| α | 10 | 16,5 | 10^9 |
| L | 19,3 | 8,7 | $5 \cdot 10^8$ |
| M | 28 | 6,0 | $4 \cdot 10^8$ |
| H | 48 | 3,5 | $2,5 \cdot 10^8$ |
| VH (Fe) | 71 | 2,4 | $1,5 \cdot 10^8$ |

В результате расщепления тяжелых ядер образуются более легкие ядра и протоны, но средняя энергия на нуклон меняется сравнительно мало. Поэтому потери энергии космических лучей определяются ядерным временем жизни протонов $T_p \sim 5 \cdot 10^9$ лет $\cong 1,5 \cdot 10^{17}$ сек (напомним, что 1 год $= 3,16 \cdot 10^7$ секунды). Однако так дело обстоит лишь при отсутствии других потерь, кроме потерь на ядерные соударения. Практически для протонов и ядер с энергией космических лучей учитывать, кроме ядерных соударений, нужно только выход космических лучей из Галактики (из гало) во внегалактическое пространство. К сожалению, время T_v , характеризующее подобный выход частиц, точно неизвестно. Можно думать, что время T_v или больше T_H , или в крайнем случае раз в десять меньше T_H . Поэтому, учитывая ориентировочный характер нижеследующих оценок, можно считать, что эффективное, с точки зрения потерь энергии, время жизни космических лучей в Галактике порядка $T_p \sim 10^{17}$ секунд. Это время меньше возраста Галактики $T_G \sim 10^{10}$ лет $\cong 3 \cdot 10^{18}$ сек. Особенно же важно, что для VH -ядер $T_{VH} \cong T_{Fe} \sim 1,5 \cdot 10^8$ лет $\cong 5 \cdot 10^{15}$ сек $\ll T_G$. В силу последнего неравенства ясно, что наблюдаемые сейчас космические лучи, которые образовались в основном в виде VH -ядер, являются «молодыми» по сравнению с возрастом Галактики.

Объем галактического гало, наполненного космическими лучами, равен примерно $V \sim \frac{4\pi}{3} R^3 \sim 10^{68} \text{ см}^3$, так как средний радиус гало $R \sim 3 \cdot 10^4$ световых лет $\cong 3 \cdot 10^{22} \text{ см}$. Принимая в качестве средней плотности энергии космических лучей в гало значение $\bar{w} \sim 0,3 \text{ эв/см}^3 \cong 5 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^3$, мы сразу находим полную энергию космических лучей в Галактике $W = \bar{w}V \sim 10^{56} \text{ эрг}$. Если бы поступление новых космических лучей прекратилось, то полная энергия космических лучей в системе существенно изменилась бы за время жизни $T_p \sim 10^{17}$ секунд. Это означает, очевидно, что для поддержания равновесия, при котором энергия космических лучей

*) Длина пробега l , по определению, равна $1/\sigma\bar{n}$, где σ — эффективное сечение и \bar{n} — средняя концентрация ядер среды (в данном случае ядер водорода — протонов), величины l , σ и \bar{n} измеряются соответственно, например, в $см$, $см^2$ и $см^{-3}$. Длина l в $г/см^2$ равна $\bar{q}/\sigma\bar{n}$, где $\bar{q} = \bar{M}\bar{n}$ — средняя плотность среды и \bar{M} — масса ядер, из которых состоит среда. Для водорода $\bar{M} = M_p = 1,67 \cdot 10^{-24}$ г. Время свободного пробега T_H для соударений с длиной пробега $l = 1/\sigma\bar{n}$ равно $T_H = l/v \cong l/c = 1/\sigma\bar{n}c$, так как скорость космических лучей v практически равна скорости света c .

в Галактике не изменяется*), источники этих лучей должны обладать мощностью

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

причем большее из этих значений указано, чтобы иметь известный «запас», необходимый при неточных расчетах.

Мощность источников в $10^{39} \div 10^{40}$ эрг/сек обеспечить не так-то легко; например, Солнце испускает космические лучи со средней мощностью, по-видимому, не превосходящей $10^{22} \div 10^{23}$ эрг/сек. Поэтому даже 10^{11} звезд Галактики, если бы они испускали космические лучи с такой же мощностью, как Солнце, давали бы в $10^6 \div 10^8$ раз меньше космических лучей, чем это нужно для сохранения баланса. Этот пример весьма показателен. Сказать, что космические лучи могут генерироваться на звездах, еще совершенно недостаточно для того, чтобы объяснить происхождение наблюдаемых космических лучей. Чтобы обосновать «звездное» происхождение космических лучей, нужно, например, кроме того, считать, что имеется очень много звезд, излучающих космические лучи несравненно эффективнее Солнца. В этой связи гипотеза о звездном происхождении основной части космических лучей сталкивается с серьезными затруднениями. Помимо энергетических соображений укажем также на то, что солнечные космические лучи имеют совсем другой спектр и химический состав по сравнению с космическими лучами, приходящими к нам из межзвездного пространства. (Чтобы не вызвать недоразумений, заметим, что, говоря о звездном происхождении космических лучей, мы имеем в виду только ускорение частиц на невзрывающихся звездах.) По нашему мнению, для гипотезы о звездных происхождении космических лучей в настоящее время нет никаких серьезных оснований, тем более, что можно объяснить возникновение космических лучей в результате вспышек сверхновых звезд.

В пользу такого объяснения можно привести следующие аргументы. Существование в оболочках сверхновых большого числа электронов с энергией космических лучей твердо установлено. Энергия этих электронов в Крабовидной туманности и в Кассиопее А составляет $10^{47} \div 10^{48}$ эрг. Энергия же всех космических лучей в этих источниках раз в сто выше**). Следовательно, при каждой вспышке сверхновой образуются космические лучи с энергией до $10^{49} \div 10^{50}$ эрг, а по некоторым соображениям, и с большей энергией, так как часть космических лучей может покинуть оболочки до их распыления. Через 50—150 тысяч лет после взрыва звезды оболочка практически рассеивается в межзвездной среде и космические лучи попадают в «общий котел». Это происходит главным образом в областях, где больше всего звезд — в галактической спирали и центральных районах Галактики. Но космические лучи долго не задерживаются в районе своего рождения: двигаясь вдоль силовых линий поля, они заполняют все гало.

Средняя мощность впрыскиваемых этим способом космических лучей равна, очевидно, энергии, приходящейся на вспышку $W_{\text{всп}} \sim 10^{49} \div 10^{50}$ эрг, деленной на среднее время между вспышками $T_{\text{всп}}$, равное 30—100 годам. Отсюда мощность космических лучей от сверхновых

$$U_{\text{сн}} \sim \frac{W_{\text{всп}}}{T_{\text{всп}}} \sim 10^{39} \div 3 \cdot 10^{40} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}. \quad (11)$$

*) За последние несколько миллиардов лет Галактика мало изменилась. Поэтому имеются все основания считать, что картина является стационарной, так как наблюдаемые сейчас у Земли VH -ядра образовались лишь сотни миллионов лет назад.

**) Это значение получается из сравнения с данными о космических лучах в Галактике, из соображений о примерном равенстве энергии космических лучей и энергии магнитного поля, а также из анализа динамики разлета оболочек.

Сравнивая это значение с необходимой мощностью (10), легко видеть, что сверхновые могут обеспечить соблюдение баланса. Нужно, кроме того, указать на отсутствие каких-либо данных наблюдений, свидетельствующих о существовании в Галактике других источников космических лучей, мощность которых сравнима с мощностью таких источников, как сверхновые звезды. Если говорить не о данных наблюдений, а о более или менее правдоподобных оценках, то можно указать также на возможную большую роль новых звезд. Энергия, выделяющаяся при их взрыве, в тысячи раз меньше, чем для сверхновых, но частота вспышек новых в тысячи раз выше, чем для сверхновых. Тот факт, что радиоизлучение новых еще не обнаружено, пока что не является здесь решающим, поскольку очень слабые источники трудно заметить и идентифицировать.

Таковы основания, позволяющие считать, что именно сверхновые являются основными «поставщиками» космических лучей в Галактике. Вероятно, то же самое можно сказать и о всех нормальных галактиках. Не исключено, что особенности радиогалактик также связаны со сверхновыми и объясняются резким увеличением частоты вспышек сверхновых на определенной стадии эволюции галактик. Другое возможное в принципе объяснение состоит в том, что космические лучи эффективно ускоряются в результате процесса бурного звездообразования. Однако это не более, чем предположения, и вопрос о природе радиогалактик остается открытым.

Итак, с изложенной точки зрения, достигающие Земли космические лучи имеют своими источниками вспышки свехновых звезд*). При этом, конечно, только часть космических лучей приходит к нам непосредственно из оболочек сверхновых; другая часть является продуктом ядерных столкновений в межзвездной среде. В отношении легких ядер и протонов об этом речь уже была. Здесь нужно поэтому лишь подчеркнуть большой удельный вес вторичных процессов в образовании электронов и позитронов. При ядерных соударениях частиц высокой энергии рождаются π^\pm - и π^0 -мезоны. Последние распадаются с испусканием γ -лучей, которые почти беспрепятственно покидают Галактику. Что же касается π^\pm -мезонов, то их распад в конечном счете приводит к образованию электронов и позитронов ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$, $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$).

В электронно-позитронную компоненту переходит около 5% энергии первичных нуклонов, которые теряют во всей Галактике в результате ядерных соударений $10^{39} \div 10^{40}$ эрг/сек. Отсюда следует, что в электроны и позитроны переходит

$$U_e \sim 5 \cdot 10^{-2} U \sim 5 \cdot 10^{37} \div 5 \cdot 10^{38} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}. \quad (12)$$

Мощность всего галактического радиоизлучения порядка 10^{38} эрг/сек, и, следовательно, одни только вторичные электроны и позитроны могли бы обеспечить соблюдение энергетического баланса в отношении электронно-позитронной компоненты космических лучей. С другой стороны, часть электронов должна попадать в межзвездное пространство из оболочек сверхновых звезд, где эти электроны заведомо имеются. В настоящее время представляется более вероятным, что основную роль в Галактике играют электроны и позитроны вторичного происхождения, т. е. продукты $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ распада в межзвездной среде.

*) Исключение составляют солнечные космические лучи (остальные невзрывающиеся звезды вносят, вероятно, лишь ничтожный вклад в общий поток космического излучения). Другое возможное исключение — частицы самых высоких встречающихся энергий ($E \sim 10^{18} - 10^{19}$ эв). Если эти частицы являются протонами, то они должны были бы иметь метагалактическое происхождение (см. раздел 4,6). Этот важный вопрос остается открытым; для его решения в первую очередь нужно выяснить химический состав космических лучей ультравысокой энергии.

б) Механизм ускорения

Очень важной чертой предлагаемой картины происхождения космических лучей является привлечение радиоастрономических данных, свидетельствующих о наличии космических лучей в оболочках сверхновых. Именно поэтому можно в известном отношении разделить вопросы об источниках космических лучей и о механизме их ускорения в этих источниках. Другими словами, все наши выводы, к счастью, не зависят от того, как именно происходит ускорение частиц в космосе до релятивистских энергий. Вместе с тем, разумеется, и последняя проблема заслуживает всяческого внимания.

Вопрос о механизмах ускорения частиц на Солнце, в оболочках сверхновых звезд и других областях Вселенной еще далек от того, чтобы считаться выясненным. Тем не менее можно указать на ряд возможностей, которые имеются в этом отношении. За одним исключением, — ускорением в ударных волнах с нарастающей амплитудой, все известные реальные механизмы ускорения заряженных частиц в космосе так или иначе связаны с действием индукционного электрического поля, возникающего при возрастании магнитного поля. Простейшим электромагнитным механизмом является бетатронное ускорение: в этом случае ускорение обусловлено нарастанием

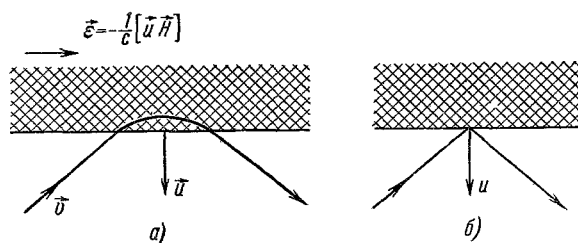


Рис. 15. «Столкновение» космической частицы с движущейся неоднородностью магнитного поля. Магнитное поле в заштрихованной области (газовом облаке), движущейся со скоростью u , направлено перпендикулярно к плоскости чертежа (вне этой области поле отсутствует). а) Реальное соударение, б) «эквивалентное» соударение

однородного (или квазиоднородного) магнитного поля во времени. Если не говорить о звездах, то в космических условиях со значительным и длительным нарастанием магнитного поля сталкиваться обычно не приходится*). В этой связи большее внимание привлекает ускорение, связанное со «столкновениями» частицы с движущимися неоднородностями магнитного поля. При та-

ком столкновении (рис. 15) ускорение частиц в конечном счете вызывается индукционным электрическим полем, возникающим при движении газовых масс с «замороженным» магнитным полем**). Можно, однако, не рассматривать самого процесса столкновения, учитывая лишь его результат. Для этой цели достаточно использовать законы сохранения энергии и импульса. (Собственно, именно так мы поступаем и при рассмотрении любых других соударений, например, удара стального шарика о металлическую или каменную плиту; в этом случае шарик во время самого соударения, так же как на рис. 15, а, несколько углубляется в плиту.)

*) На Солнце и звездах при появлении пятен, а также для так называемых магнитных звезд, бетатронный механизм может быть весьма существен. Здесь же нас интересуют в первую очередь другие условия (оболочки сверхновых и т. д.).

**) При движении хорошо проводящей среды, какой и является ионизованный межзвездный газ, в системе отсчета, связанной со средой, электрическое поле практически отсутствует. Если при этом имеется магнитное поле с напряженностью H , а среда движется со скоростью u относительно интересующей нас системы отсчета, то в этой системе имеется электрическое поле с напряженностью $E = -\frac{1}{c}[uH]$ (считаем, что $u \ll c$).

Можно сказать также, что реальное соударение (рис. 15, а) заменяется эквивалентным (с точки зрения конечного результата) отражением частицы от непроницаемой стенки, движущейся с той же скоростью u (рис. 15, б).

Из законов сохранения следует, что при соударении изменение ΔE полной энергии частицы E равно

$$\Delta E = -\frac{2E}{c^2}(uv), \quad (13)$$

где v — скорость частицы до соударения и $u \ll v$ (при расчете используется также тот факт, что энергия частицы ничтожно мала по сравнению с кинетической энергией стенки). Из формулы (12) ясно, например, что при лобовом ударе частицы со стенкой, движущейся к ней навстречу, энергия частицы возрастает на $\Delta E = \frac{2E}{c^2}uv$ (для нерелятивистской частицы ее полная энергия $E \simeq Mc^2$ и $\Delta E \simeq 2Mu v$).

Допустим теперь, что имеются две «стенки», движущиеся навстречу друг другу. Роль таких стенок в космических условиях могут играть фронты магнитогидродинамических ударных волн или массы газа, несущие магнитные поля. Заряженная частица, попавшая в пространство между стенками (рис. 16), будет тогда ускоряться до тех пор, пока не выйдет из системы или пока стенки не приблизятся на расстояние, сравнимое с радиусом кривизны траектории частицы в магнитном поле стенок. Полный прирост энергии частицы равен, очевидно, изменению энергии при одном соударении, умноженному на число соударений. Таков механизм систематического ускорения частиц в движущейся среде с магнитными полями. Этот механизм относительно весьма эффективен (ускорение пропорционально u/c и, например, при $u=3000$ км/сек энергия релятивистской частицы удваивается в результате $n=c/2u=50$ соударений). Систематическое ускорение, однако, не может долго продолжаться: через некоторое время стенки сойдутся. Поэтому в космических условиях, вообще говоря, большую роль играет так называемое статистическое ускорение. При статистическом ускорении частица испытывает как встречные столкновения, так и столкновения «в догонку», когда энергия частицы уменьшается. Однако встречные столкновения несколько более вероятны и в среднем энергия частицы возрастает, но это возрастание уже пропорционально u^2/c^2 , а не u/c . Разумеется, скорость нарастания энергии при этом меньше (напомним, что $u/c \ll 1$), но зато процесс ускорения может продолжаться очень долго (период ускорения определяется временем выхода частицы из области с движущимися газовыми массами или временем существования бурных движений в оболочке звезды и т. п.).

В случае взрыва сверхновых звезд и последующего расширения их оболочек детали процесса ускорения остаются еще не ясными. Это и понятно, если учесть, что мы очень мало знаем о ходе самого взрыва звезды и формирования оболочки. Можно лишь с уверенностью сказать,

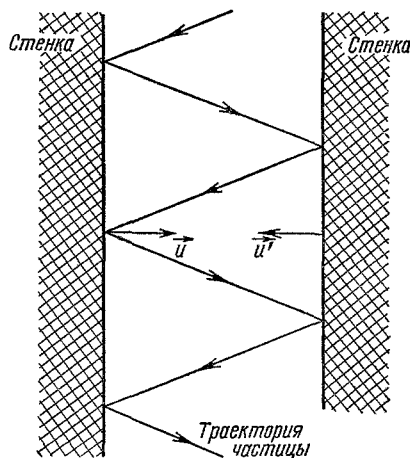


Рис. 16. Ускорение между стенками, движущимися навстречу друг другу (скорости стенок u и u').

что в оболочках имеются все «ингредиенты», необходимые для ускорения: движущиеся газовые массы, магнитные поля и достаточно быстрые частицы.

Последнее условие связано с существованием энергии инжекции. Дело в том, что даже при наличии ускоряющих механизмов частица может

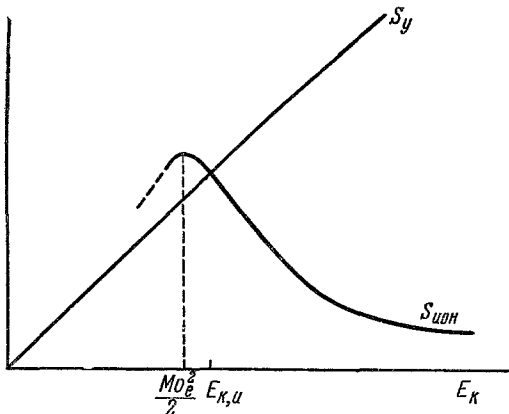


Рис. 17. Скорость ионизационных потерь $S_{\text{ион}}$ и скорость возрастания энергии в силу ускорения S_y в зависимости от кинетической энергии частицы E_k .

не набирать энергии в связи с преобладанием тормозящих механизмов. К числу последних относятся в первую очередь ионизационные потери—при движении заряженной частицы в среде она теряет энергию на ионизацию этой среды. В полностью ионизованной среде эти потери также имеются—энергия частицы при этом расходуется, грубо говоря, на «расталкивание» частиц среды. Термин «ионизационные потери» не следует поэтому понимать буквально.

Скорость ионизационных потерь (величина потерь в единицу времени) $S_{\text{ион}}$ зависит от кинетической энергии частицы E_k так, как это показана

на рис. 17. Потери достигают максимума при скорости частицы v , равной примерно скорости v_e электронов среды, в которой движется частица (кинетическая энергия частицы в максимуме потерь $E_{k, \text{max}}$ равна поэтому приблизительно $Mv_e^2/2$). Скорость нарастания энергии в результате действия ускоряющихся механизмов S_y обычно монотонно возрастает с ростом E_k . В простейшем случае эта скорость просто пропорциональна E_k .

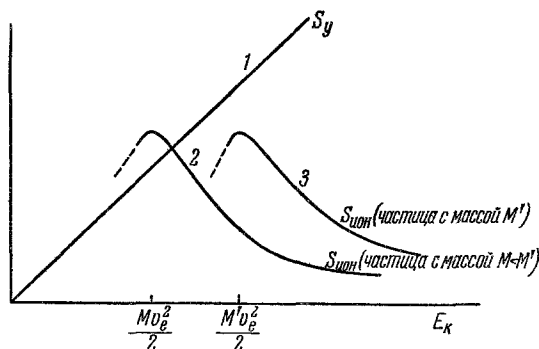


Рис. 18. Достаточно тяжелая частица может ускоряться без инжекции (кривые 1 и 3).

Для более легких частиц инжекция (предварительное ускорение) уже необходима (кривые 1 и 2).

как это и принято на рис. 17. Кривые $S_{\text{ион}}(E_k)$ и $S_y(E_k)$ на рис. 17 пересекаются в точке, которой отвечает некоторая энергия $E_{k, \text{и}}$. Это значение и называется энергией инжекции — ускорение происходит только тогда, когда частица каким-то образом предварительно получила энергию E_k большую, чем $E_{k, \text{и}}$. Но существует одно важное исключение из

этого правила: частица может ускориться без инжекции (предварительного разгона), если кривая S_γ проходит над максимумом кривой $S_{\text{ион}}$ (см. кривые 1 и 3 на рис. 18). Для частицы (иона) с данным зарядом кривые потерь $S_{\text{ион}}(E_K)$ смещаются вправо по мере возрастания массы частицы M . Это вполне понятно: потери максимальны при $v \simeq v_e$, т. е. при $E_{K, \text{max}} \simeq Mv_e^2/2$.

Отсюда следует вывод, который может иметь фундаментальное значение с точки зрения проблемы ускорения космических лучей. Возможны условия, им как раз и отвечает рис. 18, когда для более легких частиц инжекция нужна, а для тяжелых не нужна. В подобных условиях будет иметь место преимущественное ускорение тяжелых частиц, и следовательно, космические лучи должны состоять в основном из тяжелых ядер. Более того, имеются основания полагать, что условия, благоприятствующие ускорению только тяжелых ядер, являются не исключением, а правилом. Именно на этом пути и можно надеяться понять тот факт, что в космических лучах особенно много тяжелых ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Что можно ожидать от дальнейшего изучения космических лучей у Земли и в космосе?

Попытка ответить на этот вопрос, хотя его часто задают, вряд ли была бы разумной: наиболее интересными окажутся, вероятно, именно неожиданные результаты будущих исследований. С другой стороны, можно без особых колебаний указать на ряд вопросов, получить ответ на которые было бы очень важно.

В области изучения первичных космических лучей у Земли наиболее существенно было бы:

1. Измерить потоки электронов и позитронов, а также γ -лучей. Если в потоке первичных космических лучей у Земли примерно в равном количестве имеются и электроны и позитроны, то, несомненно, вторичное происхождение этих частиц, т. е. их образование в результате $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ распада, а не непосредственного ускорения в ионизованном газе, не содержащем позитронов.

2. Существенно уточнить химический состав космических лучей в области не слишком больших энергий.

3. Выяснить, хотя бы грубо, каков химический состав космических лучей с очень большой энергией ($E > 10^{16}$ эв).

4. Определить с высокой точностью энергетический спектр космических лучей с энергией $E > 10^{14} \div 10^{15}$ эв. Измерить коэффициент анизотропии δ для космических лучей различной энергии.

Радиоастрономические и астрофизические методы позволят, как можно полагать, получить новые или более полные и точные сведения о космических лучах в оболочках сверхновых звезд, в галактической спирали и гало, в других галактиках и межгалактическом пространстве. Последний момент, пожалуй, особенно важен в плане выяснения роли космических лучей в масштабах всей Метагалактики. Здесь проблема происхождения и эволюции космических лучей переплетается уже с космологией. То же, впрочем, можно сказать и о природе радиогалактик.

К числу источников информации о космических лучах можно отнести также теоретический анализ механизмов ускорения частиц, взрыва сверхновых звезд и разлета их оболочек, эволюции галактик и Метагалактики.

Бурное развитие экспериментальной техники (в том числе использование спутников, ракет и гигантских радиотелескопов), а также прогресс теоретической астрофизики, не оставляют сомнения в том, что уже в ближайшие годы многие из этих задач будут в основном решены.

ЛИТЕРАТУРА

Эта статья рассчитана на широкий круг читателей, в связи с чем ссылки на специальную литературу не приводятся. История развития физики космических лучей, особенно в СССР, освещена в книге ¹. Основные вопросы, излагаемые в статье, подробно рассмотрены в статьях ^{2,3}.

1. Н. А. Добротин, Космические лучи, М., Гостехиздат, 1954.
 2. В. Л. Гинзбург, УФН 62, 37 (1957) (см. также сборник «Физика элементарных частиц и космических лучей», М., ИЛ, 1960, стр. 329).
 3. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский, УФН 71, 411 (1960).
 4. В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов и М. И. Фрадкин, Искусственные спутники Земли, № 11 (1961), М., Изд. АН СССР. Исследование ядер в космических лучах на спутниках.
 5. Л. И. Дорман, Вариации космических лучей, М., Гостехиздат, 1957; Л. И. Дорман и Е. Л. Фейнберг, УФН 59, 189 (1956).
 6. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. I—IV, М., Изд. АН СССР (1960).
 7. В. В. Железняков, УФН 64, 113 (1958). Радиоизлучение Солнца и планет.
 8. И. С. Шкловский, Космическое радиоизлучение, М., Гостехиздат, 1956.
 9. Ван де Холст, УФН 73, 169 (1961). Строение Галактики и излучение на волне 21 см.
 10. С. Б. Пикельнер, Физика межзвездной среды, М., Изд. АН СССР, 1959.
-