

При $\mathcal{E}_F = mc^2$ плотность вырожденного электронного газа $\rho \approx 2 \times 10^6$ г/см³. Для ориентировки укажем, что при $\rho \approx 10^7$ г/см³ давление вырожденного электронного газа $P_{\text{газ}} \approx 10^{12}$ атм ($\mu \approx 2$).

§ 103. Космические лучи

1. Начало изучения космических лучей относится к августу 1912 г., когда австрийский физик Гесс (1883—1964) поднялся с электроскопами на воздушном шаре для исследования ионизации воздуха. О степени ионизации он судил по скорости разряда электроскопов. Чтобы чувствительность электроскопов не менялась с высотой, они были герметизированы, так что плотность воздуха в них оставалась постоянной. Еще до Гесса аналогичные опыты производились Гоккелем, поднимавшимся на высоту 4000 м над уровнем моря. Но результаты его опытов были сомнительны и подверглись критике, так как он применял прибор, давление воздуха внутри которого изменялось при изменении наружного давления, а поправок на это он не вводил. Для того чтобы выяснить, насколько обоснованной была эта критика, Гесс, наряду с герметизированными электроскопами, захватил и пегерметизированный электроскоп.

Еще к 1902 г. было установлено, что сухой воздух в герметически закрытом сосуде всегда слабо ионизован, даже после того, как совершило распада газообразные радиоактивные вещества, содержащиеся в нем в ничтожных количествах. Если окружить сосуд свинцовой оболочкой с толщиной стенок около 2—3 см для защиты его от внешнего ионизующего излучения, то ионизация значительно уменьшается, но не исчезает полностью. Это заставляет предположить, что источники излучения, вызывающего ионизацию, находятся вне сосуда, в котором заключен воздух.

Наряду с другими предположениями было высказано и предположение, что ионизация вызывается излучением радиоактивных веществ, всегда имеющихся в небольших количествах в почве, горных породах, воде и пр. Если бы это было так, то ионизация воздуха убывала бы с высотой.

Для проверки этого заключения Гесс и совершил свой полет на воздушном шаре. Он обнаружил, что при подъеме на первоначальные 600 м над уровнем моря ионизация воздуха действительно убывала, хотя и медленнее, чем это ожидалось. Но начиная с высоты 600 м она стала возрастать — сначала медленно, а затем все быстрее и быстрее. На высоте 4800 м ионизация стала примерно в четыре раза больше, чем на уровне моря. Гесс пришел к заключению, что результаты его наблюдений лучше всего объясняются предположением, что на границу земной атмосферы из мирового пространства падает излучение очень большой проникающей способности.

Кольхерстер (1887—1946), многократно поднимавшийся на воздушных шарах, и другие ученые в опытах с электроскопами и ионизационными камерами подтвердили результаты наблюдений Гесса и обнаружили дальнейшее увеличение ионизации воздуха с высотой. На высоте 8400 м ионизация оказалась приблизительно в 10 раз больше, чем над уровнем моря. Тем самым было подтверждено и предположение Гесса о внеземном происхождении ионизующего излучения. Окончательно справедливость этого предположения была к концу 1926 г. доказана Милликеном (1868—1953), осуществившим в 1923—1926 г. серию опытов по поглощению такого ионизующего излучения. Падающее на Землю проникающее излучение, приходящее из космоса, было названо *космическими лучами*.

Дальнейшие опыты с запускаемыми на высоту шарами-зондами показали, что интенсивность потока космических лучей возрастает лишь до высоты около 20 км над уровнем моря. На этой высоте она достигает максимума, а при дальнейшем подъеме снижается. Это связано с тем, что падающее на Землю космическое излучение взаимодействует с атмосферой, образуя множество вторичных частиц, о чем будет сказано в дальнейшем.

В дальнейшем, за немногими исключениями, мы опустим исторические и экспериментальные подробности, а ограничимся весьма кратким сообщением важнейших результатов из обширнейшей области физики космических лучей.

2. При исследовании природы космических лучей громадную роль сыграли методы регистрации заряженных ионизующих частиц с помощью камеры Вильсона, счетчиков Гейгера — Мюллера и толстослойных фотографических эмульсий. Последний метод, разработанный в середине 40-х годов, аналогичен методу камеры Вильсона. Заряженные ионизующие частицы, проходя через слой фотоэмульсии, сталкиваются с зернами бромистого серебра и взаимодействуют с ними, в результате чего в эмульсии возникает «скрытое изображение». После проявления в тех местах, через которые пролетели ионизующие частицы, в зернах восстанавливается металлическое серебро. При рассматривании в микроскоп в поле зрения видны траектории отдельных частиц, отмеченные темными зернами серебра.

Отметим, что начиная с 1924 г. Д. В. Скобельцын (р. 1892) провел длинный ряд важных исследований с камерой Вильсона, помещенной в сильное магнитное поле H . Траектория заряженной частицы в магнитном поле искривляется, но если поле постоянно, то ее кинетическая энергия, а с ней и релятивистская масса остаются постоянными. Если частица движется перпендикулярно к магнитному полю, то, приравнивая центробежную силу pv/R лоренцевой силе $(Ze/c)vH$, получаем

$$cp = ZeHR, \quad (103.1)$$

где Ze — заряд частицы, p — ее импульс, а R — радиус кривизны ее траектории. Произведение HR называется *магнитной жесткостью* частицы. Для ультрапрелиativистской частицы кинетическая энергия $\mathcal{E} = pc$. Поэтому с помощью формулы (103.1) можно определить энергию и знак заряда ультрапрелиativистской частицы. Этим методом в 1929 г. Скобельцын нашел в космических лучах отрицательные частицы, энергия которых оказалась значительно больше энергии обычных β -частиц.

Отметим еще идею *схемы совпадений* на электронных лампах, предложенную Росси (р. 1905) и широко использованную им и

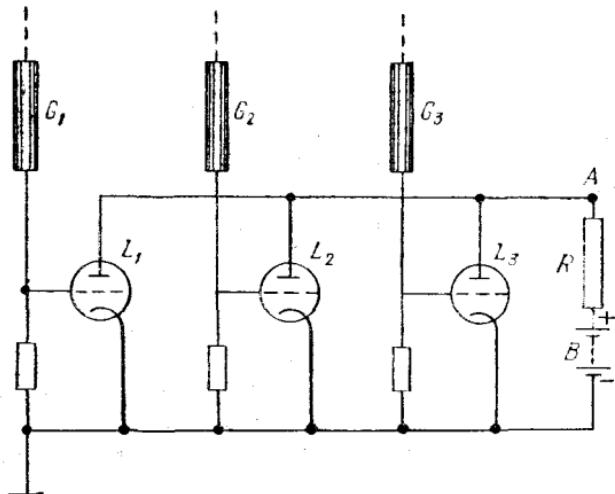


Рис. 175

другими исследователями космических лучей. Эта схема позволяет судить, в каком направлении прошла ионизующая частица, если только она заряжена. Схема совпадений содержит два или больше расположенных вдоль одной прямой счетчиков Гейгера — Мюллера G_1, G_2, G_3, \dots , которые соединены с электронными лампами L_1, L_2, L_3, \dots , как показано на рис. 175. Пока в счетчиках не произошел разряд, ток от положительного полюса батареи B , питающей лампы, через сопротивление R и электронные лампы проходит в землю. Если сопротивление R очень велико, то на нем происходит большое падение напряжения, так что потенциал в точке A будет близок к потенциальному земли. Когда в один из счетчиков попадает ионизующая частица, она вызывает в нем электрический заряд, на сетку лампы, соединенной с этим счетчиком, поступает отрицательный импульс напряжения, так что эта лампа перестает пропускать ток. Однако лампы, соединенные с остальными счетчиками, в которых разряд не произошел, продолжают пропускать ток. При достаточно большом сопротивлении R ток на землю изменится очень мало. То же самое будет происходить, если частица пройдет через несколько, но не

через все счетчики. Но положение изменится, если она пройдет одновременно через все счетчики. Тогда все лампы окажутся запертыми, и ток на землю прекратится. В результате потенциал в точке *A* резко возрастет до потенциала на положительном полюсе батареи. Это скачкообразное изменение потенциала в точке *A* можно измерить вольтметром или зафиксировать каким-либо другим прибором. Срабатывание этого прибора свидетельствует о том, что ионизующая частица прошла через все счетчики установки. После срабатывания схемы заряды в счетчиках Гейгера — Мюллера затухают, положительные заряды с сеток электронных ламп стекают в землю, и схема вновь готова для регистрации частиц. В схеме Rossi лампы можно заменить транзисторами.

Конечно, схема Rossi и аналогичные ей схемы могут регистрировать не только события, вызываемые одной частицей, проходящей через все счетчики, но и такие события, которые вызываются частицами, проходящими друг за другом через слишком короткие промежутки времени. Чтобы этого не произошло, эти промежутки должны быть больше *разрешающего времени схемы*, определяющегося главным образом временем зажигания разряда в счетчиках Гейгера — Мюллера. Разрешающее время схемы Rossi порядка микросекунды. Разработаны схемы совпадений, аналогичные схеме Rossi, характеризующиеся меньшими разрешающими временами.

3. Космические лучи разделяются на *первичные* и *вторичные*. Первичные космические лучи падают на Землю из космоса. Проходя через толстый слой земной атмосферы (около 1000 г/см²), они претерпевают сложную цепь превращений, в результате чего возникает новое излучение, которое и называется вторичными космическими лучами. По своему составу вторичные космические лучи не имеют ничего общего с первичными.

В околоземном космическом пространстве первично космическое излучение состоит из *галактического космического излучения* и *солнечного космического излучения*. Первое приходит из удаленных объектов нашей звездной системы — Галактики — и других галактик, второе — от Солнца. Рассмотрим сначала первичное галактическое излучение.

Природа первичного космического излучения длительное время оставалась неясной. Только начиная с 40-х годов окончательно было установлено, что первичные космические лучи состоят из ядер тех же химических элементов, которые входят и в состав Земли, главным образом из ядер водорода. Частицы космических лучей обладают громадными кинетическими энергиями по сравнению с частицами обычного вещества, даже нагреветого до миллиардов кельвинов. Энергии самых быстрых частиц космических лучей столь велики, что они в этом отношении долго будут оставаться вне конкуренции с самыми быстрыми частицами, ускоряе-

мыми на современных ускорителях. Основная масса первичных космических лучей имеет энергию от 10^9 эВ (1 ГэВ) и выше, что в десятки тысяч раз превышает тепловую энергию частиц в самых горячих частях Вселенной. Отсюда следует, что энергия частиц космического излучения имеет нетепловое происхождение.

4. Что первичное космическое излучение, по крайней мере частично, состоит из заряженных частиц — это подтверждается геомагнитными явлениями. К ним относится, во-первых, широтный эффект — зависимость интенсивности I космических лучей от геомагнитной широты места. Отвлечемся ради простоты от действия магнитного поля Солнца (оно будет учтено в пункте 9) и примем во внимание только магнитное поле Земли H . Сила Лоренца (e/c) [vH] перпендикулярна к магнитному полю и к скорости частицы. Если космическая частица приближается к геомагнитному полюсу, двигаясь вдоль H , то сила Лоренца обращается в нуль. В этом случае Земли могут достичнуть частицы любой энергии. Если же частица приближается к Земле в плоскости геомагнитного экватора, то сила Лоренца максимальна. Она изгибает траекторию частицы. Земли могут достичнуть только частицы, энергии которых больше некоторой определенной величины. Если же энергия меньше, то частица не достигнет Земли, а отразится ее магнитным полем. Достаточно медленные частицы будут отражаться и на других геомагнитных широтах. Количественно широтный эффект характеризуется величиной $I_{90^\circ} - I_{0^\circ}/I_{90^\circ}$. Измерения показали, что эта величина на уровне моря составляет около 10 %, а на высоте 10 км — около 36 %.

Во-вторых, к геомагнитным явлениям относится долготный эффект. Так называют изменение интенсивности космических лучей при смещении вдоль одной и той же параллели. Магнитное поле Земли в первом приближении можно моделировать с помощью магнитного диполя с магнитным моментом $8,1 \times 10^{25}$ Гс · см³, наклоненным под углом $11,5^\circ$ к земной оси. Однако такой диполь надо поместить не в центре Земли, а сместить от него перпендикулярино к земной оси приблизительно на 342 км. Вследствие этого, а также небольшого отличия магнитного поля Земли от поля диполя это поле немного меняется вдоль параллели. С этим и связан долготный эффект. На уровне моря интенсивность космических лучей на одной и той же параллели отклоняется от среднего значения на несколько процентов.

Наконец, в-третьих, наблюдается асимметрия в направлении космических лучей, приходящих на Землю. Она проявляется в зависимости интенсивности космических лучей от ориентации регистрирующего прибора относительно стран света. С запада приходит больше космических частиц, чем с востока. Количественно восточно-западная асимметрия характеризуется величи-

ной $2(I_a - I_b)/(I_a + I_b)$, т. е. отношением разности интенсивностей космических лучей, приходящих соответственно с запада и востока, к их полусумме. На больших высотах эта величина составляет около 0,5.

Опуская строгое и сложное рассмотрение вопроса, для уяснения причины восточно-западной асимметрии ограничимся частным случаем, когда заряженная космическая частица движется к Земле в плоскости ее геомагнитного экватора. На рис. 176, а

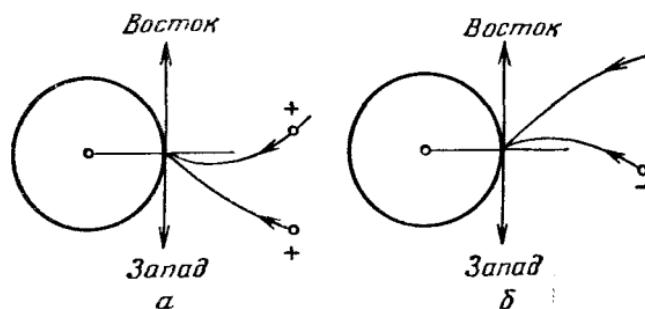


Рис. 176

и 176, б представлен этот случай для положительно и отрицательно заряженных частиц. Предполагается, что магнитное поле перпендикулярно к плоскости рисунка и направлено к читателю. Траектория положительной частицы загибается магнитным полем к востоку, т. е. к скорости такой частицы добавляется слагающая, направленная на восток. Если, как это установлено, вдали от Солнечной системы интенсивность космических лучей изотропна в пространстве, то большая часть первичных положительных частиц, достигающих Земли, будет двигаться в направлении с запада на восток, а не в противоположном направлении. Для отрицательных частиц положение будет обратным. Из фактически наблюдаемой восточно-западной асимметрии был сделан вывод, что в первичных космических лучах большая часть частиц заряжена положительно.

Существуют и другие геомагнитные явления, о которых будет сказано ниже.

5. Исследования космических лучей производились с разнообразными детекторами в сочетании с фильтрами (из свинца, железа, углерода, парафина и пр.). Они производились на поверхности и в грунте Земли (от поверхности моря до глубин около 3 км), в верхних слоях атмосферы, в космическом пространстве около Земли и далеко за ее пределами.

Наиболее подробные данные о составе первичных космических лучей получены для частиц с энергией, большей 2,5 ГэВ на нуклон. Они получены главным образом из измерений в ядерных эмульсиях, поднимавшихся на шарах-зондах в верхние слои ат-

мосферы. Эти данные приведены в табл. 22. В ней указаны интенсивности первичных космических лучей для различных частиц с энергией, большей 2,5 ГэВ на нуклон, т. е. число частиц заданных энергий, проходящих через единичную площадку нормально к ней, отнесенное к единице телесного угла. Если космические лучи распределены изотропно в пространстве, то для получения полного потока первичных космических частиц указанных энергий через единичную площадку приведенные данные

Таблица 22

Состав космических лучей с энергиями, большими 2,5 ГэВ на нуклон

Группа	Частицы, входящие в группу	Заряд ядра	Средняя атомная масса	Число частиц $\frac{1}{m^2 \cdot с \cdot ср}$	Число ядер на 10 тыс. протонов	
					в космических лучах	в среднем во Вселенной
P	Протоны	1	1	1300	10 000	10 000
α	Ядра гелия	2	4	94	720	1 600
L	«Легкие» ядра	3—5	10	2,0	15	10^{-4}
M	«Средние» ядра	6—9	14	6,7	52	14
H	«Тяжелые» ядра	≥ 10	31	2,0	15	6
VH	«Очень тяжелые» ядра	≥ 20	51	0,5	4	0,06
SH	«Самые тяжелые» ядра	> 30	100	$\sim 10^{-4}$	10^{-3}	$7 \cdot 10^{-5}$
e	Электроны и позитроны	1	$\frac{1}{1836}$	13	100	10 000
				1418	10 900	21 620

надо умножить на π . Таким путем находим, что поток частиц около Земли у границы атмосферы равен $0,45 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. Если учесть также все частицы с меньшими энергиями, то для полного потока первичных частиц в том же месте получится $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$.

Из табл. 22 видно, что в первичных космических лучах представлено больше всего протонов (92 %), затем идут α -частицы (6,6 %). Более тяжелых ядер (главным образом С, N, O) около 0,8 %. Одним из аргументов в пользу того, что тяжелые ядра принадлежат к первичным, а не к вторичным космическим лучам, может служить то обстоятельство, что заряды тяжелых ядер больше зарядов ядер атмосферных газов. Поэтому тяжелые ядра не могут возникать под действием первичных космических лучей. Средняя энергия, приходящаяся на один нуклон, приблизительно одинакова для всех ядер. Поэтому многозарядные ядра (т. е. ядра с $Z > 1$) несут заметную долю (около 1/2) полной энергии первичных космических лучей.

Наряду с протонами и ядрами в космических лучах содержится незначительное количество электронов и позитронов (около 1 %) и γ -квантов (около 0,01 % при энергиях, больших 100 МэВ). Несомненно, имеются и нейтрино, но при настоящем уровне науки нет способов их детектировать в космических лучах. Присутствие мезонов и нейтронов в первичных космических лучах исключено, поскольку эти частицы нестабильны и должны распадаться на пути к Земле.

6. В последних двух столбцах табл. 22 сравнивается среднее относительное содержание различных частиц в космических лучах с естественным содержанием их во Вселенной, полученным из данных о составе земной коры, метеоритов, атмосферы Солнца и звезд. В космических лучах значительно больше «очень тяжелых» и «самых тяжелых» ядер, чем в среднем во Вселенной. В особенности такое преобладание наблюдается для ядер группы L, в которую входят литий, бериллий и бор. В космических лучах среднее относительное содержание ядер этой группы примерно в 100 тысяч раз больше, чем в среднем во Вселенной.

Аномально высокое содержание в космических лучах ядер группы L по сравнению с их средним содержанием во Вселенной делает невероятным предположение, что эти ядра имеются в достаточных количествах уже в самих источниках космических лучей. Более вероятна гипотеза, что они образуются при столкновениях тяжелых космических частиц с ядрами межзвездного газа. При таких столкновениях тяжелые ядра могут расщепляться на части (процесс *фрагментации*), в результате чего и образуются ядра группы L. Можно предположить, что это основной и даже практически единственный способ образования в космических лучах указанных ядер. Если эта гипотеза верна, то можно оценить, какой средний путь проходит космическая частица, порожденная источником, от места ее образования до Земли — вопрос, очень важный для решения проблемы происхождения первичных космических лучей.

Для решения этого вопроса рассмотрим в космическом газе однородный параллельный пучок тяжелых космических частиц, т. е. частиц, масса которых больше массы ядер группы L. Направление распространения этого пучка примем за ось X. При выходе из источника первоначально пучок состоит только из тяжелых частиц. Из-за столкновения их с ядрами галактического газа образуются легкие ядра группы L, благодаря чему интенсивность I рассматриваемого пучка тяжелых частиц будет убывать. Допустим, что это единственный механизм убывания интенсивности пучка. Обозначим через σ среднее эффективное сечение столкновения тяжелой частицы с атомным ядром галактического газа и притом такое, при котором образуются легкие ядра группы L. Тогда процесс ослабления интенсивности I, потока

тяжелых ядер будет описываться уравнением

$$dI_t/dx = -\sigma N I_t,$$

где N — число атомных ядер галактического газа в единице объема. Считая для простоты это число постоянным, получим

$$I_t = I_{t_0} e^{-\sigma N x}. \quad (103.2)$$

Введем упрощающее предположение, что при каждом исчезновении тяжелой частицы рождается только одна легкая частица группы L . Если бы легкие частицы двигались также в направлении пучка, то образовался бы поток легких частиц с интенсивностью

$$I_\pi = I_{t_0} - I_t = I_t (e^{\sigma N x} - 1).$$

Тогда отношение концентраций легких и тяжелых частиц в космических лучах было бы равно

$$n_\pi/n_t = I_\pi/I_t = e^{\sigma N x} - 1. \quad (103.3)$$

В действительности полученное выражение справедливо независимо от введенного ранее предположения относительно направления. А этот путь может значительно отличаться от прямолинейного направления тех и других изотропных в пространстве. Только под x следует понимать длину пути, действительно проходимого космической частицей от места ее образования до места наблюдения. А этот путь может значительно отличаться от прямолинейного.

Как видно из табл. 22, $n_\pi/n_t = 15/(52 + 15 + 4) = 0,21 \approx 1/5$. Благодаря малости этого отношения можно ограничиться линейным приближением

$$n_\pi/n_t = \sigma N x, \quad (103.4)$$

$$x = (1/\sigma N) n_\pi/n_t = (1/5) (1/\sigma N). \quad (103.5)$$

Допустим, что источник космических лучей находится в Галактике. Для средней концентрации газа в Галактике можно принять $N \approx 1 \text{ см}^{-3}$, а для среднего эффективного сечения $\sigma \approx 10^{-26} \text{ см}^2$. При таких значениях получается

$$x \approx 2 \cdot 10^{25} \text{ см.}$$

Скорость космической частицы незначительно отличается от скорости света c . Поэтому время движения частицы от источника до Земли $\tau \approx (2 \cdot 10^{25}) / (3 \cdot 10^{10}) \approx 0,7 \cdot 10^{15} \text{ с} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ лет}$.

7. По-видимому, найденные значения x и τ несколько занижены. Одна из причин этого состоит в том, что Галактика имеет форму диска диаметром $D_{\text{гал}} \approx 25 \text{ кпс} = 7,7 \cdot 10^{22} \text{ см}$ и толщиной

2 кис, который окружен гало, т. е. заполненной космическим веществом сферой диаметром 30 кис. Плотность галактического газа в гало примерно в 10 раз меньше, чем в галактическом диске. Наличие гало несколько снижает величину N и завышает значения x и τ . Наиболее вероятными считаются значения $x \approx 10^{26}$ см, $\tau \approx 10^3$ лет. Значение x примерно в 1000 раз превышает диаметр галактического диска. Это не противоречит использованному нами (но не доказанному) предположению, что источник космических лучей находится в пределах нашей Галактики. Дело в том, что космическая частица при своем движении подвергается действию хаотически меняющихся в пространстве галактических магнитных полей, искривляющих ее траекторию. Последняя не прямолинейна, а имеет довольно запутанный вид: блуждание космической частицы в Галактике напоминает броуновское движение в гигантских масштабах.

В процессе длительного блуждания космических частиц в хаотически меняющихся галактических магнитных полях стирается всякая пространственная и временная выделенность источников галактических космических лучей по отношению к Земле. С этим, по-видимому, и связана наблюдаемая высокая изотропия галактических космических лучей, т. е. однородность распределения направлений их движения в пространстве, установленная с точностью до 0,1 %. С этим же связано и высокое постоянство их интенсивности во времени. Конечно, все это справедливо, если исключить искающее влияние магнитных полей Земли и межпланетного пространства.

Наиболее простой и надежный метод измерения магнитного поля H в Галактике основан на исследовании зеемановского расщепления спектральной линии водорода $\lambda = 21$ см (см. § 66, пункт 4). Таким и другими способами найдено, что средняя напряженность магнитного поля в межзвездном пространстве Галактики равна около $7 \cdot 10^{-6}$ Гс. Этому соответствует средняя плотность магнитной энергии в том же пространстве $H^2/8\pi \approx \approx 1,5 \cdot 10^{-12}$ эрг/см³ $\approx 1,2$ эВ/см³.

8. Распределение космических лучей по энергиям характеризуется *энергетическим спектром*, который может быть *интегральным* и *дифференциальным*. Интегральным энергетическим спектром $I(\mathcal{E})$ называется поток космических частиц, кинетическая энергия которых превышает \mathcal{E} . Его производная по энергии $dI/d\mathcal{E}$, взятая по абсолютной величине, определяет дифференциальный энергетический спектр. Очевидно, это есть поток космических частиц, отнесенный к единичному интервалу энергии.

В интервале энергий $10-10^6$ ГэВ интегральный энергетический спектр хорошо аппроксимируется выражением

$$I(\mathcal{E}) \propto \mathcal{E}^{-1}, \quad (103.6)$$

где γ в среднем равно приблизительно 1,6 — точнее, слабо меняется от 1,4 до 1,8, как показано ниже:

Интервал изменения \mathcal{E} , ГэВ	$10-10^4$	10^4-10^6	10^6-10^9
γ	$1,4-1,6$	$1,6-1,8$	$1,8-2,2$

При энергиях порядка $3 \cdot 10^6$ ГэВ спектр $I(\mathcal{E})$ опускается вниз более круто, претерпевая сравнительно небольшой и плавный излом. Это, возможно, связано с тем, что частицы столь высоких энергий перестают эффективно удерживаться магнитным полем Галактики и начинают заметно уходить в метагалактическое пространство. При $\mathcal{E} \approx 3 \cdot 10^{10}$ ГэВ спектр $I(\mathcal{E})$, по-видимому, становится опять более пологим.

Частиц с энергией $\mathcal{E} \gtrsim 10^6$ ГэВ очень мало, а потому они уже не могут регистрироваться с помощью счетчиков или фотоэмультсий. Например, на площадь 1 м^2 частица с энергией $\mathcal{E} > 10^7$ ГэВ попадает в среднем только один раз в год. Такие частицы обнаруживаются только по широким атмосферным ливням (см. пункт 12). Зарегистрированы частицы с энергией порядка 10^{20} эВ = 10^{11} ГэВ = 12 Дж. Энергии такой частицы достаточно, чтобы поднять груз массой 1 кг на высоту 1 м. Однако такие частицы встречаются очень редко — на поверхность в 10 км^2 за год в среднем падает не более одной частицы с энергией 10^{20} эВ.

При уменьшении энергии \mathcal{E} начиная примерно с 10 ГэВ рост интенсивности $I(\mathcal{E})$ замедляется и практически совсем прекращается при $\mathcal{E} \lesssim 2$ ГэВ. Магнитное поле Земли приводит к тому, что при таких относительно малых энергиях протоны могут достигать поверхности Земли лишь в высоких широтах (в окрестности полюсов). Но даже и в высоких широтах столь малоэнергичные частицы часто не достигают земной поверхности из-за потерь их энергии в атмосфере. Интенсивность космических лучей при $\mathcal{E} \lesssim 2$ ГэВ нерегулярно меняется во времени, так как они подвержены сильному влиянию магнитного поля, переносимого сгустками солнечной плазмы (так называемым *солнечным ветром*). Эти космические лучи заметно повышают нормальный уровень ионизации воздуха в верхних слоях атмосферы, что делает их непроницаемыми для радиошумов, приходящих из Галактики. Они приводят также к прерыванию радиосвязи на коротких волнах в полярной зоне (см. т. IV, § 87).

9. По энергетическому спектру можно вычислить среднюю плотность энергии космических лучей в межзвездном пространстве нашей Галактики и сравнить ее с тем, что дают другие

источники энергии. В плотность энергии вносят свой вклад:

космические лучи	$1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг/см ³ = 1,3 эВ/см ³ ,
турбулентное движение газа	$0,5 \cdot 10^{-12}$ эрг/см ³ = 0,4 эВ/см ³ ,
магнитное поле	$1,5 \cdot 10^{-12}$ эрг/см ³ = 1,25 эВ/см ³ ,
полное излучение звезд	$0,7 \cdot 10^{-12}$ эрг/см ³ = 0,6 эВ/см ³ .

Таким образом, в пределах нашей звездной системы — Галактики — полная энергия всех космических лучей сравнима с энергией звездного излучения, энергией теплового и турбулентного движения межзвездного газа, а также с энергией магнитного поля Галактики. По теореме вириала (см. § 100) средняя кинетическая энергия движения межзвездного газа равна половине его потенциальной энергии, взятой со знаком минус. Поэтому в динамике Вселенной, помимо сил тяготения, газового и светового давления, должны приниматься во внимание и сравнимые с ними силы, обусловленные движением частиц космических лучей и создаваемых ими магнитных полей.

10. Подавляющая часть первичных космических лучей приходит к Земле из окружающего галактического пространства. Но небольшая часть космических лучей, преимущественно низких энергий ($\mathcal{E} < 1$ ГэВ), приходит к Земле и от Солнца. Энергетический спектр солнечных космических лучей круто падает в области высоких энергий, так что они вносят заметный вклад только в первичные космические лучи низких энергий. Средний по времени поток энергии солнечных космических лучей у поверхности Земли составляет около $3,5 \cdot 10^{-4}$ эрг/(с · см²), что в 20 раз меньше потока энергии всех космических лучей ($7 \cdot 10^{-3}$ эрг/(с · см²)). Однако во время кратковременных вспышек на Солнце поток солнечных космических лучей может превысить его среднее значение в тысячи раз.

Например, 23 февраля 1956 г. на поверхности Солнца произошла сильная хромосферная вспышка, зарегистрированная на Земле. Спустя несколько минут скорость счета детекторов космических лучей на специальных станциях, расположенных в различных местах Земли, стала быстро возрастать. В течение 15—20 мин скорость счета достигла максимума, затем начала спадать, а через несколько часов снизилась до нормального уровня. Возрастание скорости счета было зарегистрировано не только в высоких широтах, но и вблизи экватора. На этом основании можно заключить, что в пришедших солнечных космических лучах должны содержаться хотя бы в относительно небольшом количестве частицы с энергиями больше 10—20 ГэВ, чтобы преодолеть вблизи экватора отталкивающее действие земного магнитного поля. В последующие годы — примерно раз в год — наблюдалось еще несколько подобных явлений, хотя и менее крупного масштаба.

Солнечные космические лучи сравнительно легко отделить от галактических, так как они появляются эпизодически — во врем-

мя сильных хромосферных вспышек на Солнце. От галактических они отличаются еще составом — в них практически нет ядер легких атомов Li, Be, B, а также ядер тяжелых элементов. В целом химический состав солнечных космических лучей близок к составу атмосферы Солнца.

Солнечная активность проявляется также в *вариации интенсивности* и галактических космических лучей, приходящих на Землю. В результате «магнитных бурь» на Земле, связанных с солнечной активностью, меняется земное магнитное поле, а с ним и интенсивность космических лучей, наблюдавшихся на Земле. Это явление наблюдается не только в полярных, но и в экваториальных областях Земли. Например, в период максимальной солнечной активности в 1957—1958 гг. интенсивность космических лучей с энергиями, превышающими 1 ГэВ, была почти втрое меньше, чем в последующий период минимума активности в 1964—1965 гг.

11. Затронем вопрос о происхождении космических лучей, хотя он и очень далек от окончательного решения. Солнце испускает частицы с энергиями в сотни мегаэлектронвольт. Во время солнечных вспышек в межпланетное пространство выбрасываются большие массы ионизованных газов и порождаются, хотя и в малых количествах, частицы с энергиями 10—20 ГэВ. Нельзя ли предположить, что в результате каких-то еще не известных процессов возникают в нужном количестве и частицы более высоких энергий, наблюдавшиеся в космических лучах? От такой гипотезы следует отказаться. Основным возражением против нее является постоянство интенсивности и изотропия направлений космических лучей в любое время дня и ночи. Главную долю наблюдавшихся космических лучей составляют частицы с энергией порядка 10 ГэВ. Если бы такие частицы возникали на Солнце, то они должны были бы приходить на Землю по направлению от него и, следовательно, наблюдались бы только днем, а не ночью. Тем более это заключение относится к частицам больших энергий. Возьмем для примера протон с энергией 10^{15} эВ. Магнитная жесткость HR , вычисленная по формуле (103.1), для такого протона составит $3 \cdot 10^{12}$ Гс · см. Магнитное поле в межпланетном пространстве — порядка нескольких единиц на 10^{-5} Гс. Возьмем ориентировочно $3 \cdot 10^{-5}$ Гс. Тогда радиус кривизны траектории протона будет порядка 10^{17} см, что примерно в 6500 раз больше радиуса земной орбиты. Напряженность земного магнитного поля равна 0,5 Гс. В нем радиус кривизны меньше $6 \cdot 10^{12}$ см, по и эта величина все же в 10 000 раз больше радиуса Земли.

Можно предположить, что источниками космических лучей являются звезды. Однако такие источники не могли бы создать необходимую энергию космических лучей в Галактике, если бы они были обычными нормальными звездами. Действительно, объем Галактики 10^{67} см³, средняя плотность энергии косми-

ческих лучей в Галактике $1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг/см³, а полная энергия космических лучей в ней 10^{55} эрг. Мощность излучения солнечных космических лучей 10^{24} эрг/с. Если предположить, что со времени образования Солнца ($5 \cdot 10^9$ лет) оно излучало космические лучи равномерно, а это излучение целиком удерживалось магнитными полями в Галактике, то энергия солнечных космических лучей в объеме Галактики составляла бы 10^{40} эрг. Если бы все звезды Галактики в среднем излучали энергию космических лучей так же, как Солнце, то полная энергия космических лучей в Галактике была бы равна 10^{61} эрг, что в 10 000 раз меньше требуемой.

Поэтому естественно предположить, что основная масса космических лучей возникает при взрывах сверхновых. При взрыве сверхновой освобождается энергия, сравнимая с собственной энергией Солнца:

$$M_{\odot}c^2 = 2 \cdot 10^{33} \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 = 1,8 \cdot 10^{53} \text{ эрг.}$$

Известная часть этой энергии уносится космическими лучами. Взрывы сверхновых, по-видимому, в состоянии обеспечить необходимую плотность энергии космических лучей в Галактике.

Считается маловероятным, что основная часть космических лучей имеет метагалактическое происхождение, т. е. приходит в Солнечную систему от удаленных галактик, лежащих за пределами нашей Галактики. Космические лучи «блуждают» в Галактике, отклоняясь галактическими магнитными полями. Их движение в Галактике имеет характер диффузии. За время существования Вселенной (10^{10} лет) за пределы Галактики проходит или может вступить в нее извне лишь сравнительно небольшая часть космических частиц. Это могут сделать только частицы очень высоких энергий, которые почти не отклоняются галактическими магнитными полями. Но таких частиц в Галактике и за ее пределами относительно мало. Для космических частиц, энергии которых заполняют практически весь энергетический спектр, указанные эффекты не играют существенной роли. Подавляющая часть света (за исключением света от Солнца, планет и их спутников) приходит к Земле от звезд нашей Галактики. На долю Метагалактики приходится лишь незначительная часть. По-видимому, это справедливо и для космических лучей. Если это так, то космические лучи, приходящие на Землю, в основном должны возникать в пределах нашей Галактики.

Если даже справедлива гипотеза, что источниками космических лучей являются сверхновые нашей Галактики, то еще остается открытым вопрос о механизме ускорения заряженных частиц до тех громадных энергий, которые характерны для космических лучей. Вопрос этот не может считаться решенным. Одна из гипотез была предложена Ферми, который предполо-

жил, что при взрывах сверхновых образуются протяженные на-магнитные облака плазмы. Не только плазма в облаках совершают сложное турбулентное движение, но и сами облака движутся с громадными скоростями. Заряженные частицы могут сталкиваться с такими облаками и отражаться от них. Если частица движется навстречу облаку, то при отражении ее энергия увеличивается; если она движется в ту же сторону, что и облако, то энергия уменьшается. При хаотическом движении облаков преобладают встречные столкновения, так что в среднем происходит увеличение кинетической энергии частиц.

12. До сих пор речь шла о первичных космических лучах, главным образом галактических. Теперь коротко рассмотрим *вторичные космические лучи*. Они возникают в земной атмосфере в длинной и разветвленной цепи превращений, вызываемых первичными космическими лучами. Исходным звеном такой цепи является взаимодействие космической частицы с ядрами атомов воздуха. Ядро-мишень при этом, как правило, распадается на протоны и нейтроны. Распадается и первичная частица, если она была сложной. Образующиеся при этом протоны в дальнейшем ведут себя так же, как и первичные протоны.

Количественно прохождение частицы в веществе удобно характеризовать средним пробегом ее λ до взаимодействия с ядром среды. Средний пробег λ принято выражать количеством вещества в граммах в столбе вещества площадью в 1 см^2 и высотой, равной длине пути, проходимой частицей до взаимодействия. В тех же массовых единицах удобно выражать вообще путь частицы в веществе. Ослабление интенсивности I пучка частиц в веществе при прохождении пути x выражается формулой

$$I = I_0 e^{-x/\lambda}. \quad (103.7)$$

Так, толщина земной атмосферы в этих единицах составляет около $1000 \text{ г}/\text{см}^2$. Для протонов $\lambda = 70 \text{ г}/\text{см}^2$, для α -частиц $\lambda = 25 \text{ г}/\text{см}^2$, для более тяжелых ядер λ еще меньше. Отсюда видно, что вероятность достижения частицей земной поверхности исключительно мала. Так, для протона она равна $e^{-1000/70} \sim \sim 10^{-7}$. Из 10 миллионов первичных протонов в среднем только один достигнет земли. Небольшое количество первичных протонов можно наблюдать лишь на высоких горах. Для наблюдения более тяжелых первичных ядер уже необходимо поднимать приборы в верхние слои атмосферы или в космос.

При столкновении с ядром протон теряет в среднем 30—50 % первоначальной энергии. Основная часть первичных космических лучей со средней энергией 10 ГэВ спачала теряет энергию на рождение новых частиц при столкновении с ядрами, а затем энергия идет на ионизацию атомов воздуха. Лишь протоны с первоначальной энергией в несколько сот гигаэлектрон-вольт и выше могут достигнуть поверхности земли. Когда энер-

гия первичной частицы уменьшится примерно до 100 МэВ, дальнейшее рождение новых частиц становится маловероятным.

Процесс столкновения протона с атомным ядром схематически изображен на рис. 177. В ядерном столкновении образуются заряженные пионы π^\pm и нейтральный пийон π^0 . Образуются также пары протон-антипротон и нестабильные частицы: K -мезоны и гипероны, по основную роль в дальнейших процессах играют пионы.

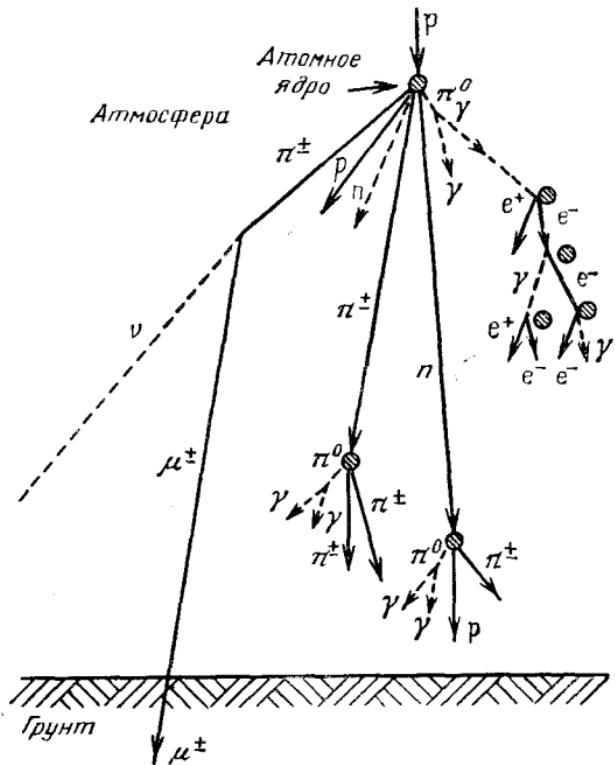


Рис. 177

Заряженные пионы, распадающиеся сравнительно медленно (за время в среднем $2,6 \cdot 10^{-8}$ с), успевают частично провзаимодействовать с другими ядрами воздуха и вызвать такие же ядерные процессы, как и первичные частицы. Другая часть заряженных пионов, не успев провзаимодействовать, распадается на мюоны (μ^\pm) и нейтрино. Нейтрино, как очень слабо взаимодействующие частицы, уходят, пронизывая не только атмосферу, но и весь земной шар. Положительный мюон μ^+ распадается по схеме $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu$, отрицательный — по схеме $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu$. Время жизни мюонов порядка $2,2 \cdot 10^{-6}$ с. За это время успевает распасться лишь небольшая часть мюонов. Поэтому они сравнительно легко проходят через атмосферу и поглоща-

ются глубоко под землей. Здесь существенную роль играет релятивистский эффект замедления хода движущихся часов (см. т. IV, § 106, пункт 4). На уровне моря мюоны составляют большую часть «проникающей компоненты» космических лучей.

Теперь проследим судьбу пейтрального пиона π^0 . Среднее время жизни его очень короткое ($1,8 \cdot 10^{-16}$ с). Поэтому он успевает уйти лишь на ничтожное расстояние от места своего рождения и, как правило, не взаимодействовав с ядрами атомов воздуха, распадается на два фотона высокой энергии: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. В поле ядра эти фотоны порождают электрон-позитронные пары. Средний пробег γ -фотона в воздухе до рождения электрон-позитронной пары $\lambda \approx 35$ г/см². Образовавшиеся электрон и позитрон в процессе тормозного излучения в веществе излучают новые фотоны. Энергия последних еще достаточно высока, чтобы породить новые электрон-позитронные пары. В итоге распад пейтрального пиона высокой энергии приводит к образованию в атмосфере **электроно-фотонного каскадного ливня**. Когда энергия становится меньше 72 МэВ на частицу, главную роль начинают играть не тормозное излучение и рождение пар фотонами, а потери энергии электронов и позитронов на ионизацию, а фотонов — на комптоновское рассеяние. На этом развитие электроно-фотонного каскадного ливня прекращается.

В развитие электроно-фотонного каскадного ливня вносят некоторый вклад нейтральные ионы, образующиеся при распаде других нестабильных частиц — K -мезонов и гиперонов, а также электроны, образующиеся при распаде мюонов.

При энергиях первичной частицы $10^{14} - 10^{15}$ ГэВ и выше каскад, сопровождающийся развитием электроно-фотонных ливней, получил название **широкого атмосферного ливня**. Развитие такого ливня начинается на высоте 20—25 км над уровнем моря. Общее число частиц в широком атмосферном ливне достигает многих миллионов. На уровне моря частицы ливня покрывают площадь до нескольких квадратных километров. Огромное число частиц в ливне позволяет его обнаруживать и изучать с помощью сравнительно небольшого количества счетчиков, размещенных на большой площади. Одновременное срабатывание счетчиков свидетельствует о прохождении широкого атмосферного ливня вторичных частиц, но лишь малая доля их фиксируется счетчиками. В первом приближении можно считать, что на каждую заряженную частицу (в основном электрон и позитрон) приходится 2—3 ГэВ энергии первичной частицы. Подсчет общего числа заряженных частиц в ливне позволяет достаточно точно оценить энергию первичной частицы, вызвавшей ливень. Никакими другими способами это сделать невозможно.