



МОСКОВСКИЙ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(государственный университет)

А.М. Гальпер

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

Москва 2002

52
112

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МИНИСТЕРСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

А. М. ГАЛЬПЕР

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

2-е издание
исправленное и дополненное



Москва 2002

НБС

УДК 524.1(075)
ББК 22.38я7
Г17

Гальпер А.М. Космические лучи. — 2-е изд., исп. и доп. М.: МИФИ, 2002. — 172 с.

Данное пособие является частью учебного цикла “Фундаментальная космофизика”. В пособии представлено современное состояние физики космических лучей, рассмотрены проблемы и возможные методы их решения.

Пособие предназначено для студентов старших курсов факультета ЭТФ и может быть использовано также аспирантами и научными сотрудниками, интересующимися физикой космических лучей и работающими в смежных областях естественных наук.

Рекомендовано редакционным советом МИФИ в качестве учебного пособия.

Автор выражает искреннюю благодарность профессору Элеоноре Петровне Топорковой, профессору Борису Ивановичу Лучкову, м.н.с. Ирине Владимировне Архангельской, Елене Ивановне Вишневской за большую помощь в подготовке пособия.

©А.М. Гальпер, 2001, 2002
©Московский
инженерно-физический институт
(государственный университет), 2001, 2002

Оглавление

1. Введение	8
1.1. Что такое космические лучи?	8
1.2. Разделы физики космических лучей, подлежащие рассмотрению	10
1.3. Некоторые физические определения характеристик космических лучей.	12
1.4. Основные экспериментальные данные о первичных космических лучах	15
1.4.1. Химический или изотопный состав	16
1.4.2. Энергетический спектр	17
1.4.3. Плотность энергии	17
1.4.4. Анизотропия	18
1.4.5. Временные вариации	19
2. Природа химического состава космических лучей	20
2.1. “Горячая” стадия эволюции Метагалактики	20
2.2. Расширяющаяся Метагалактика	25
2.3. Образование структур в Метагалактике	28
2.4. Эволюция звезд	30
2.5. Распространенность химических элементов в Метагалактике	39
2.6. Выводы	42
3. Ускорение космических частиц	43
3.1. Где расположены основные источники космических лучей?	43
3.1.1. Квазары, радиогалактики и галактики с активными ядрами	43

3.1.2.	Несколько соображений о возможной природе околоземных космических лучей	45
3.2.	Где ускоряются космические лучи в нашей Галактике?	48
3.3.	Механизмы ускорения космических лучей	51
3.3.1.	Прямое (механическое) ускорение частиц при взрыве СН	52
3.3.2.	Механизм ускорения Ферми	52
3.3.3.	Ускорение на релятивистских объектах	61
3.3.4.	Ускорение частиц в турбулентной плазме	66
3.3.5.	Ускорение на оптических звездах	67
3.3.6.	Бетатронный механизм ускорения	67
3.4.	Ускорение космических лучей в радиогалактиках и квазарах	69
3.4.1.	Предположение о магнитоиде	69
3.4.2.	Предположение о "черной дыре"	70
3.5.	Выводы	70
4.	Прохождение космических лучей через межзвездное пространство	73
4.1.	Характеристики межзвездного пространства	73
4.1.1.	Структура Галактики <i>Млечный Путь</i>	73
4.2.	Общая картина прохождения космических лучей через межзвездное пространство	74
4.2.1.	Время жизни ядерной составляющей космических лучей	75
4.2.2.	Общее уравнение переноса для космических лучей	76
4.3.	Решение уравнения переноса. Время жизни и химический состав космических лучей	80

4.3.1.	Однородная модель распространения космических лучей в межзвездном пространстве	81
4.3.2.	Модели с учетом диффузии	83
4.4.	Уравнение переноса для электронов и позитронов	85
4.4.1.	Особенности электронно-позитронной компоненты космических лучей	85
4.4.2.	Время жизни и коэффициент диффузии электронов и позитронов	86
4.5.	Другие модели распространения космических лучей в Галактике	87
5.	Прохождение космических лучей через гелиосферу	89
5.1.	Солнце, солнечный ветер и гелиосфера	89
5.2.	Уравнение состояния гелиосферы	95
5.3.	Модуляция первичного космического излучения в гелиосфере	97
6.	Солнечные космические лучи	101
6.1.	Солнечные вспышки. Ускорение частиц и образование солнечных космических лучей	101
6.2.	Распространение солнечных космических лучей в гелиосфере	108
6.3.	Солнечная активность, галактические космические лучи, геосфера	110
7.	Космические лучи в магнитосфере Земли	112
7.1.	Магнитное поле Земли, магнитосфера	112
7.2.	Система координат магнитного поля Земли	115
7.3.	Движение космических лучей в магнитном поле Земли	117
7.4.	Зоны захвата частиц	121

8. Прохождение космических лучей через атмосферу Земли	122
8.1. Атмосфера Земли	122
8.2. Общая картина прохождения ядерной компоненты космических лучей через атмосферу	124
8.3. Прохождение адронов через атмосферу	128
8.3.1. Уравнение переноса для протонов	128
8.3.2. Уравнение переноса для пионов	130
8.4. Прохождение мюонов через атмосферу	132
8.5. Прохождение электронно-фотонной компоненты через атмосферу	134
9. Потоки космического излучения на уровне моря	141
9.1. Состав космического излучения на уровне моря . . .	141
9.2. Временные вариации интенсивности космического излучения	144
9.2.1. Вариации потоков космических лучей, регистрируемых на уровне моря	144
9.2.2. Математическое описание вариаций потоков вторичного космического излучения	147
10. Радиационный пояс Земли	150
10.1. Общее описание радиационного пояса	150
10.2. Движение частиц, захваченных в радиационном поясе Земли	151
10.3. Адиабатические инварианты движения захваченных частиц	154
10.3.1. Первый адиабатический инвариант	155
10.3.2. Второй адиабатический инвариант	157
10.4. Магнитные координаты и координаты Мак-Илвайна	159

10.5. Природа частиц, заполняющих радиационный пояс	159
10.5.1. Первый и главный механизм – распад нейтронов альbedo	159
10.5.2. Второй механизм – радиальная диффузия . .	160
10.5.3. Другие механизмы	162
10.5.4. Выход частиц из зон захвата	162
10.6. Энергетическое и пространственное распределения захваченных частиц в радиационном поясе Земли .	163
10.7. Радиационный пояс Земли и геофизические явления	165
11. Вместо заключения	167
11.1. Основные задачи физики космических лучей	167
11.2. Что необходимо измерить и рассчитать	168
Список литературы	170

1. Введение

1.1. Что такое космические лучи?

Прежде всего определим предмет курса, т.е. то, что мы будем называть космическими лучами.

Верхнюю границу земной атмосферы (условно будем считать, что она проходит на высоте 100 км) непрерывно пересекают потоки частиц и электромагнитного излучения самой разнообразной природы, идущих из космического пространства:

Электромагнитное излучение (ЭИ). Обычно ЭИ разбивают на радио-, субмиллиметровый, инфракрасный, оптический, ультрафиолетовый, рентгеновский и гамма-диапазоны. Энергия фотона увеличивается от радио- к гамма-диапазону (рис. 1.1).

Корпускулярное излучение, заряженное и нейтральное: ионы, ядра и антиядра, электроны и позитроны, нейтрино и антинейтрино, нейтральные атомы, молекулы; возможно, гипотетические частицы, такие, как фотино, нейтралино, слабо взаимодействующие тяжелые частицы "вимпсы" (Weakly Interacting Particles), магнитные монополи и т.д.

Макрочастицы – пыль, метеориты и кометы.

Гравитационное излучение, представляющее собой поток гравитонов (пока еще не обнаружен).

Назовем космическими лучами частицы, заряженные и нейтральные, которые приходят к верхней границе атмосферы Земли из космического пространства и имеют энергию более 20 МэВ. Нередко космическими лучами называют также самое жесткое γ -излучение с длиной волны короче 10^{-12} см. Такие γ -кванты действительно ведут себя во многих отношениях подобно частицам.

Космические лучи классифицируются по месту их рождения: вне нашей Галактики, в Галактике, на Солнце, в межпланетном пространстве. Внегалактические и галактические космические лучи часто называют первичными.

При прохождении через земную атмосферу космические лучи (за исключением нейтрино) теряют энергию и существенно трансформируются: Земли достигают лишь их отдаленные по-

томки. То, что осталось от первичного космического излучения и достигло поверхности Земли, называют вторичными космическими лучами.

На международных конференциях по физике космических лучей, как правило, организуются научные секции, названия которых отражают три важнейших раздела этой области физики:

происхождение космических лучей и процессы в Галактике; солнечные космические лучи и явления в гелиосфере;

взаимодействие космического излучения высокой энергии с земной атмосферой: широкие атмосферные ливни, мюоны и нейтрино.

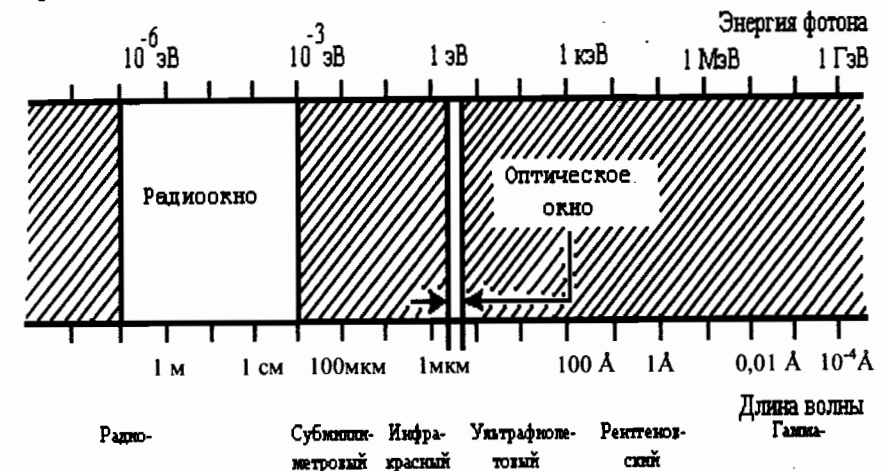


Рис.1.1. Спектральные диапазоны электромагнитного излучения. Заштрихованы области поглощения излучения атмосферой

Изучение космических лучей представляет интерес с точки зрения космологии и астрофизики, так как генерация и распространение (движение) космических лучей в космическом пространстве тесно связаны с явлениями, происходящими в Метагалактике, т.е. космические лучи несут информацию о характере различных процессов и условиях, при которых они протекают в Метагалактике. Поэтому физика космических лучей считается частью астрофизики высоких энергий.

С другой стороны, значительная часть космических частиц

обладает большой энергией – гораздо большей той, какую можно сегодня достигнуть на ускорителях. Так, в космических лучах регистрируются частицы с энергией до сотен эксаэлектронвольт, т.е. 10^{20} эВ. Поэтому, изучая процессы взаимодействия высокоэнергичных космических лучей с ядрами, входящими в состав атмосферы Земли, можно получить новые сведения о характере взаимодействия при сверхвысоких энергиях. Следовательно, физику космических лучей можно считать частью физики высоких энергий или физики элементарных частиц. В частности, элементарные частицы, такие, как позитрон, мюон, пион, каон и Λ -гиперон были впервые обнаружены при изучении взаимодействия космических лучей с веществом. В этом смысле как физика высоких энергий, так и физика элементарных частиц зародились в недрах физики космических лучей.

В настоящее время на базе трех направлений физики – астрофизики высоких энергий, физики космических лучей и физики элементарных частиц – сформировалось новое направление, получившее название "astroparticle physics".

Физика космических лучей, как увидим ниже, имеет самостоятельный объект исследований, а также специфические условия и методы исследования, что вполне отвечает признакам самостоятельного научного направления.

1.2. Разделы физики космических лучей, подлежащие рассмотрению

Физика космических лучей отпраздновала свое 90-летие. В 1912 году Рудольф Гесс, поднимаясь на аэростате и имея, по нашим понятиям, примитивный прибор – ионизационную камеру – обнаружил поток излучения, возрастающий с высотой, т.е. приходящий на Землю из космического пространства. В последующие годы физика космических лучей развивалась довольно активно, хотя и в ее развитии бывали годы застоя, особенно после появления мощных ускорителей (в пятидесятые-шестидесятые годы). Тогда значительная часть космофизиков перешла работать на ускорители, а новые задачи физики космических лучей

еще не были сформулированы. Сегодня застой в известной степени преодолен и наметился процесс обратного перемещения научных работников.

Специфической задачей физики космических лучей по-прежнему остается изучение процессов взаимодействия частиц при сверхвысоких энергиях, не доступных даже при использовании встречных пучков ($E_{\text{сци}} > 10^{16}$ эВ). Развивается и приобретает самостоятельное значение астрофизический аспект изучения космических лучей: исследование первичных потоков ядер, электронов, позитронов, антипротонов и антиядер, а также первичного гамма-излучения ультравысоких энергий, потоков нейтрино, необычных частиц и т.п. с использованием различных космических аппаратов и крупных наземных установок.

Научных проблем, стоящих перед физикой космических лучей и требующих своего решения, по-прежнему немало (на них будет обращено внимание ниже). Тем не менее довольно многое уже известно, и это позволило предложить внутренне непротиворечивую картину происхождения и распространения космических лучей. В рамках этой картины мы последовательно рассмотрим следующие темы:

- 1) основные определения, используемые в физике космических лучей и некоторые результаты экспериментальных исследований космических лучей;
- 2) как возникает химический состав космических лучей;
- 3) какие объекты в Метагалактике способны быть источниками космических лучей;
- 4) где и как происходит ускорение космических лучей;
- 5) распространение космических лучей в Метагалактике;
- 6) взаимодействие космических лучей с веществом и с электромагнитным излучением в межгалактическом и межзвездном пространствах;
- 7) прохождение космических лучей через гелиосферу, солнечная модуляция потоков космических лучей;
- 8) солнечные космические лучи, солнечный ветер;
- 9) прохождение космических лучей через магнитосферу Земли, геомагнитные явления;
- 10) прохождение космических лучей через атмосферу или,

иначе говоря, взаимодействие космических лучей с атмосферой. Формирование вторичного космического излучения;

11) гелиосферные и геофизические процессы, модулирующие космическое излучение;

12) небольшое отступление — радиационный пояс Земли;

13) в заключение будут рассмотрены основные современные задачи физики космических лучей.

Во второй части пособия, которая подготавливается к изданию, будут рассмотрены современные методы экспериментальных исследований космического излучения и планируемые эксперименты.

1.3. Некоторые физические определения характеристик космических лучей

Частицы космических лучей характеризуются электрическим зарядом Q , массой m , энергией E , импульсом \vec{p} , скоростью \vec{v} , спином \vec{s} , поляризацией P и временем жизни τ . Практически нас будут интересовать частицы, время жизни которых с учетом релятивизма составляет

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \sim 10^{6-8} \text{ лет.}$$

Этого времени достаточно для преодоления частицами гигантских расстояний от их источника до места регистрации на поверхности Земли или на борту космического аппарата в межпланетном пространстве.

В физике космических лучей принято говорить не о каждой частице в отдельности, а о потоках частиц, об их химическом составе или распределении частиц по заряду (Q), энергии (E), направлению движения (углы θ и φ) и времени прихода.

Интенсивность. Интенсивностью будем называть число частиц, проходящих в единицу времени через площадку единичной площади в пределах единичного телесного угла и в интервале энергии от E до $E + \Delta E$. Интенсивность дается общей формулой

$$J = \frac{dN}{dt \cdot ds \cdot d\Omega \cdot dE}, \quad \frac{\text{част.}}{\text{с} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ}} \quad (1.1)$$

В отдельных случаях представляют интерес частные выражения интенсивности, например, число частиц dN/dt , регистрируемое прибором в секунду. Эту величину называют скоростью счета.

Энергетический спектр — это число частиц в каждом единичном интервале энергии — dN/dE . Эту характеристику называют дифференциальным энергетическим спектром. Если хорошо известен дифференциальный энергетический спектр, легко определить по нему интегральный энергетический спектр:

$$J(> E) = \int_E^{\infty} \frac{dN}{dE} dE, \quad \text{част.}/(\text{с} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{ср}), \quad (1.2)$$

то есть полное число частиц, проходящих в единицу времени через единичную площадку в единичном телесном угле с энергией, превышающей E .

Поток. Наряду с вышерассмотренными характеристиками в исследованиях космических лучей широко используется понятие потока. Поток — это число частиц, пересекающих единичную площадь за единицу времени в интервале энергий от E до $E + \Delta E$:

$$I(E) = \int_{\theta} \int_{\varphi} J(t, E, \theta, \varphi) d\Omega, \quad \text{част.}/(\text{с} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{эВ}). \quad (1.3)$$

Если частицы падают на площадку с одной стороны и равномерно по всем углам (т.е. изотропно в полусфере), то поток $I(> E)$ частиц с энергией более E , попадающих за единицу времени на площадку единичной площади, составит

$$I(> E) = 2\pi J(> E), \quad \text{част.}/(\text{с} \cdot \text{м}^2). \quad (1.4)$$

Плотность частиц. В предположении изотропного распределения частиц в космическом пространстве их концентрация (плотность) может быть вычислена как поток, поделенный на их скорость:

$$n(> E) = \frac{I}{v} = \frac{4\pi J(> E)}{v}, \quad \text{част.}/\text{см}^3. \quad (1.5)$$

Плотность энергии космических частиц составит

$$\omega_{\text{м.л}} = n \cdot E, \text{ эВ/см}^3. \quad (1.6)$$

Плотность энергии космических лучей в межзвездном пространстве составляет ~ 1 эВ/см³. Интересно, что плотность энергии космических частиц сравнима как с плотностью энергии межзвездного магнитного поля $\omega_{\text{м.л}} = H^2/8\pi$, так и с плотностью кинетической энергии межзвездного газа $\omega_{\text{м.г}} = \rho u^2/2$, где ρ – плотность газа, u – его скорость. Это еще раз подчеркивает значительный вклад космических лучей в процессы, происходящие в Метагалактике.

Коэффициент анизотропии. Космическое излучение может быть анизотропным. По определению, величина (или коэффициент) анизотропии

$$\delta = \frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2}, \quad (1.7)$$

где J_1 и J_2 – максимальная и минимальная интенсивности космических лучей по разным направлениям.

При определении пространственного распределения космических лучей наземной аппаратурой, например в звездных координатах, необходимо учитывать вращение Земли. В общем случае интенсивность может быть представлена в виде ряда Фурье:

$$J = A_0 + \sum A_n \sin\left(\frac{2\pi n}{T} \cdot t + \varphi_n\right), \quad (1.8)$$

где n – число периодов, T – период вращения Земли, t – текущее время и φ_n – начальная фаза.

Жесткость частиц. В космическом пространстве частицы практически всегда находятся в том или ином магнитном поле напряженностью H (поле Земли, Солнца, Галактики и т.п.). В магнитном поле траектория заряженной частицы искривляется, причем радиус кривизны r можно вычислить, приравняв центробежную силу силе Лоренца:

$$\frac{mv_x^2}{r} = \frac{Ze}{c} v_x H. \quad (1.9)$$

Здесь мы рассматриваем простейший случай, когда $\vec{v}_x \perp \vec{H}$. Из соотношения (1.9) легко получить часто используемую формулу

$$pc/Ze = Hr. \quad (1.10)$$

Величина $\mathfrak{R} = \frac{pc}{Ze}$, ГВ, носит название *жесткости частицы*. Смысл жесткости довольно простой: частицы с одинаковой жесткостью имеют одинаковые радиусы кривизны траектории в магнитном поле. Из (1.10) следует соотношение, связывающее между собой импульс (и энергию) частицы, радиус ее траектории и величину напряженности магнитного поля:

$$pc/Z = 300Hr. \quad (1.11)$$

Здесь произведение pc выражено в эВ, радиус r – в сантиметрах, а поле H – в эрстедах (система CGSE). В космическом пространстве магнитная проницаемость $\mu \sim 1$, так что напряженность магнитного поля в эрстедах приблизительно совпадает с магнитной индукцией в гауссах. В релятивистском случае (1.11) принимает вид

$$E_{\text{кн.л.}}/Z = 300Hr. \quad (1.12)$$

В подавляющем большинстве случаев физические процессы взаимодействия определяются величиной энергии, приходящейся на один нуклон, т.е.

$$E_{\text{кн.л.}}/A, \text{ эВ/а.е.м.} \quad (1.13)$$

1.4. Основные экспериментальные данные о первичных космических лучах

В этом разделе мы рассмотрим основные результаты экспериментальных исследований характеристик галактических космических лучей (г.к.л.), что позволит лучше оценить роль различных источников и механизмы ускорения частиц в формировании общего потока космического излучения. Эксперименты проводились в разные годы, с разной аппаратурой, в различных условиях: от измерений под землей до измерений вне атмосферы на искусственных спутниках Земли (ИСЗ) и орбитальных станциях.

1.4.1. Химический или изотопный состав

Космические лучи делят на несколько групп по заряду ядер: протоны, α -частицы, легкие ядра L с зарядом $3 \div 5$, средние ядра M с зарядом $6 \div 9$, тяжелые ядра H с зарядом ≥ 10 , очень тяжелые ядра VH с зарядом ≥ 20 и самые тяжелые ядра SH с зарядом ≥ 30 . Отдельную группу составляют электроны и позитроны.

Химический состав космического излучения на границе атмосферы представлен на рис. 1.2. Он практически совпадает с

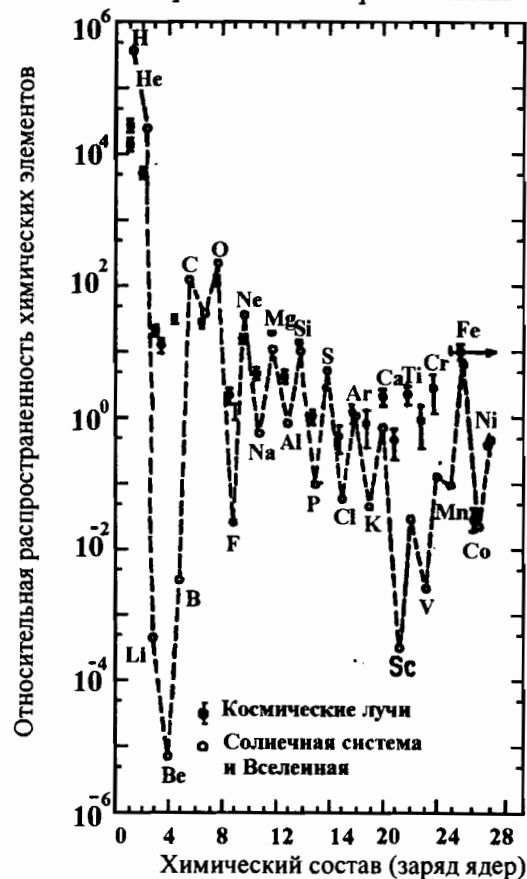


Рис. 1.2. Относительный химический состав потока первичных к.л. (от водорода до никеля), падающего на верхнюю границу атмосферы (~ 100 км). По горизонтальной оси отложены заряды ядер Z

распространенностью химических элементов в Метагалактике (см. также рис. 2.4). Однако относительное содержание элементов группы L (Li, Be, B) больше на 5-6 порядков!

Поток галактических космических лучей ($E \geq 1$ ГэВ), приходящих из космического пространства к границе атмосферы, составляет приблизительно ~ 0.1 част./($c \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср}$).

Отметим, что соотношение потоков протонов, α -частиц, электронов и γ -квантов в галактическом космическом излучении равно $1: 10^{-1}: 10^{-2}: 10^{-4}$. Доля ядер тяжелее гелия составляет не более одного процента. В космических лучах зарегистрированы также и античастицы. Соотношение потоков протонов, позитронов и антипротонов таково — $1: 10^{-3}: 10^{-4}$.

1.4.2. Энергетический спектр

Энергетические спектры протонов, α -частиц и более тяжелых ядер качественно схожи. На рис. 1.3 представлен суммарный дифференциальный энергетический спектр ядерной составляющей космических лучей. В широком интервале энергий дифференциальный спектр имеет степенной вид: $\sim AE^{-\gamma}$, где $\gamma \sim 2,7$. При энергиях менее 10^9 эВ и более 10^{19} эВ наблюдается уменьшение показателя спектра. В области 10^{14-15} эВ также наблюдается изменение спектра (т.н. "колени"). Зарегистрированная максимальная энергия частиц космического излучения составляет $\sim 3 \times 10^{20}$ эВ (в диапазоне $5 \times 10^{19} \div 5 \times 10^{20}$ эВ сегодня зарегистрировано $\sim 10^2$ частиц). Дифференциальный энергетический спектр электронов также имеет степенной характер с показателем степени $\gamma \sim 3$.

1.4.3. Плотность энергии

Из энергетического спектра следует, что средняя энергия космических лучей составляет $\sim 10^{10}$ эВ, а поток $\sim 0,1$ част./($c \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср}$). Тогда средняя плотность энергии космических лучей в межзвездном пространстве $\omega_{\text{к.л.}} \sim 1$ эВ/ $\text{см}^3 \approx 10^{-12}$ эрг/ см^3 .

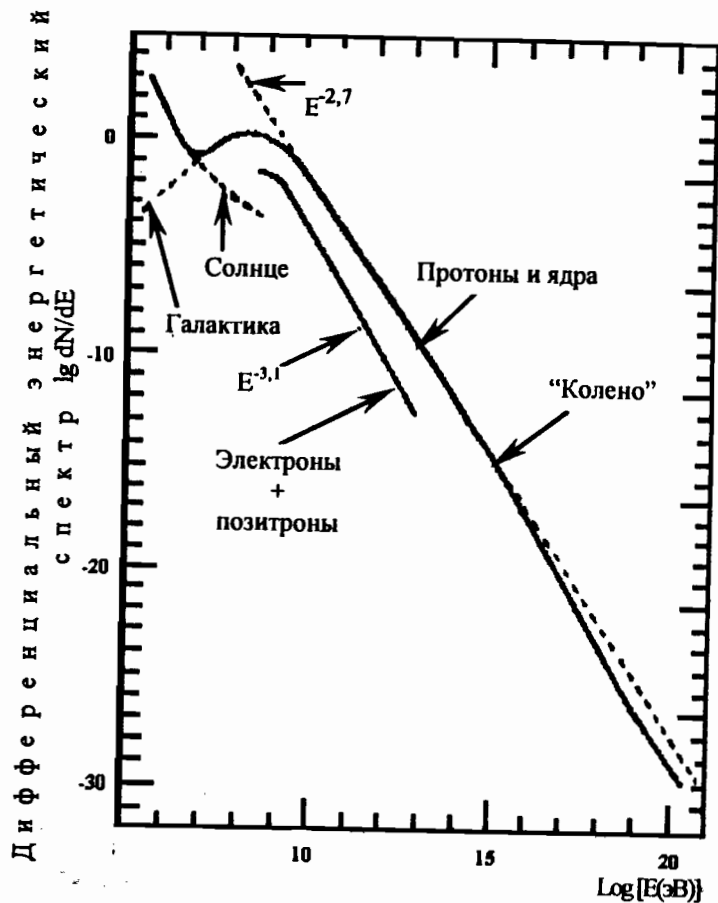


Рис. 1.3. Дифференциальный энергетический спектр г.к.л. (протоны, ядра электроны и позитроны), падающих на границу атмосферы (~100 км)

1.4.4. Анизотропия

Потоки космических частиц практически изотропны. Небольшая анизотропия $\leq 1\%$ наблюдается для частиц с максимальной зарегистрированной энергией. Возможно, что это связано с очень малым числом зарегистрированных частиц в этом энергетическом диапазоне.

1.4.5. Временные вариации

Интенсивность галактических космических лучей имеет одиннадцатилетнюю периодичность, находящуюся в противофазе с одиннадцатилетним циклом солнечной активности (рис. 1.4). Другие наблюдаемые изменения связаны с суточным вращением Земли, геомагнитными и метеорологическими процессами.

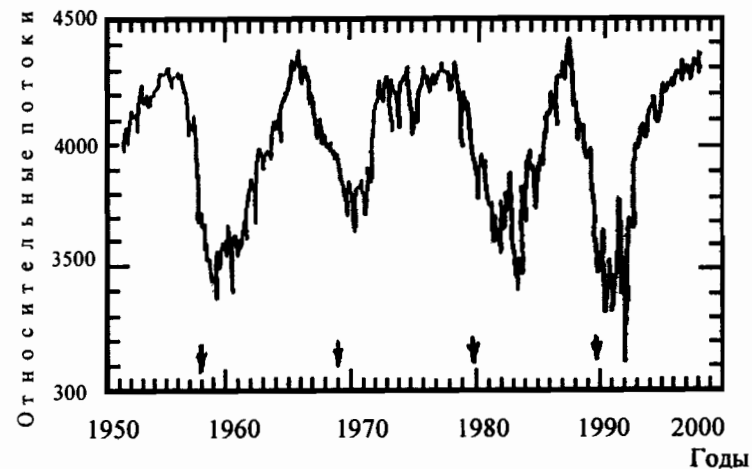


Рис. 1.4. Относительное изменение потока к.л. за последние 50 лет. Стрелками указаны максимумы солнечной активности

2. Природа химического состава космических лучей

В этом разделе будут рассмотрены процессы образования ядер, которые могут стать космическими лучами.

2.1. "Горячая" стадия эволюции Метагалактики

В задачу данного пособия не входит подробное рассмотрение ранних стадий эволюции Вселенной, для этого потребовалась бы отдельная книга. Поэтому начнем наше рассмотрение с "горячей" стадии эволюции Метагалактики¹, опуская причины возникновения этой стадии (либо предварительный разогрев ("pre-heating") после инфляционной стадии, либо большой взрыв, либо нечто другое²).

В "горячую" стадию эволюции наша Метагалактика перешла приблизительно 15 миллиардов лет назад. На этой стадии материя была очень сильно нагрета, находилась в сверхплотном состоянии и расширялась. Состояние материи на начальной стадии остается все еще предметом теоретического исследования. Тем не менее уже через весьма короткое время Δt от начала расширения занавес неведения немного приподнимается и представить состояние Метагалактики удастся более определенно. Действительно, если допустить, что тогдашние физические законы были такими же как ныне, то остались неизменными и мировые константы: постоянная Планка ($\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$), постоянная Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{град}$), гравитационная постоянная ($G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{г} \cdot \text{с}^2)$) и скорость света ($c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$). При этих допущениях можно оценить характерный размер системы $R_{\text{Пл}}$, ее плотность $\rho_{\text{Пл}}$ и температуру $T_{\text{Пл}}$ в момент $t_{\text{Пл}}$, составив из \hbar , k , G и c комбинации, соответствующие по размерности этим физическим характеристикам.

¹По современным теориям развития Вселенной в ней может существовать много метагалактик.

²Более подробно это изложено в книге Линде А.Д. "Инфляционная космология". М.: Мир, 1990.

Эти величины с индексом Пл называют планковскими:

$$R_{\text{Пл}} \sim \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \sim 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}, \quad (2.1)$$

$$\rho_{\text{Пл}} \sim \frac{c^5}{G^2\hbar} \sim 10^{93} \text{ г/см}^3, \quad (2.2)$$

$$T_{\text{Пл}} \sim \frac{1}{k} \sqrt{\frac{c^5\hbar}{G}} \sim 10^{32} \text{ К}. \quad (2.3)$$

$$\Delta t \sim t_{\text{Пл}} \sim \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} \sim 10^{-43} \text{ с}. \quad (2.4)$$

По мере расширения и остывания Метагалактики должны обязательно эволюционировать во времени три её параметра: общий размер R , плотность вещества ρ и температура T . Качественно зависимость от t этих параметров имеет вид

$$R(t) \sim \sqrt{t}, \quad (2.5)$$

$$\rho(t) \sim \frac{1}{t^2}, \quad (2.6)$$

$$T(t) \sim \frac{1}{\sqrt{t}}. \quad (2.7)$$

Характер протекающих на стадии расширения процессов существенно зависит от внутренней энергии среды, определяемой температурой T . Поэтому эволюция всей системы после начала расширения подразделяется на отдельные эры (рис. 2.1).

Рассмотрим их некоторые особенности. Отметим, что каждая эра характеризуется преобладающим рождением определенных частиц.

• Время $t = 10^{-37}$ с, температура среды T составляет 10^{15} ГэВ, что соответствует условиям Великого объединения. На протяжении этой т.н. адронной эры сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия в равной мере участвуют во всех процессах в Метагалактике. Порождаются как все известные сейчас, так и гипотетические элементарные частицы (хиггсы и т.д.). Чуть позже рождение этих частиц прекращается.

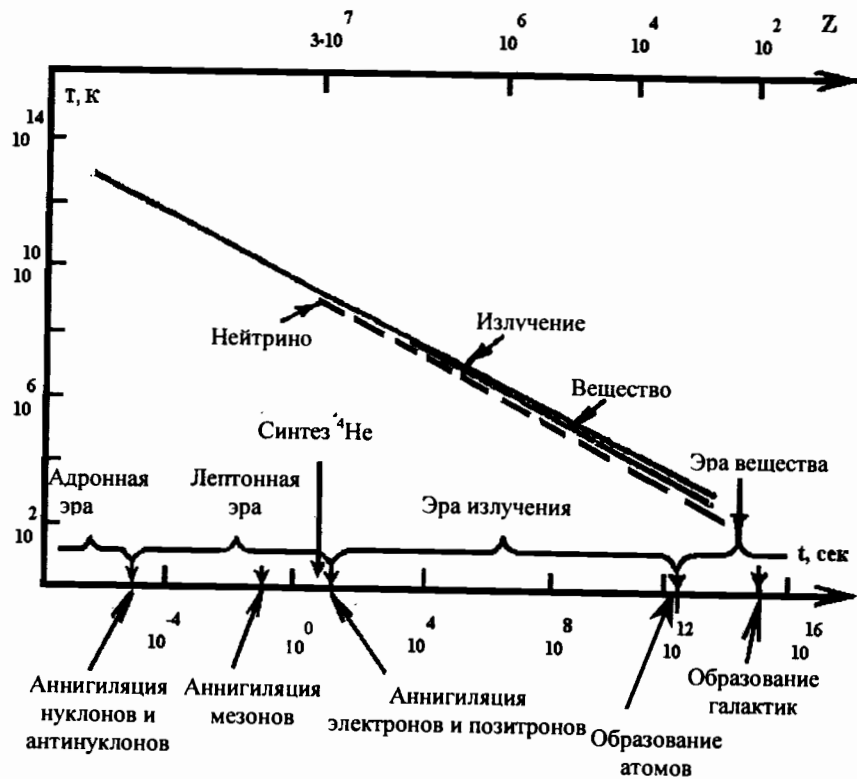
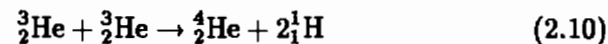


Рис. 2.1. Эволюция вещества и излучения в горячей Метагалактике. По горизонтали снизу отложено время с момента сингулярности, сверху — красное смещение Z ; по вертикали — температура. Стрелками снизу указано: время завершения аннигиляции частиц и античастиц, время образования атомов, время образования галактик

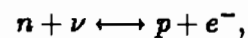
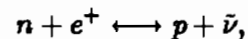
• Время $t = 10^{-7}$ с, температура $T \approx 10^9$ эВ или $T \sim 10^{13}$ К. Рождение нуклонов и антинуклонов прекращается. К этому же моменту распадутся или проаннигилируют все частицы тяжелее нуклонов. Из-за нарушения законов сохранения CP -четности и барионного заряда в распаде тяжелых частиц число нуклонов окажется несколько больше числа антинуклонов (на 10^{-7} процента). В результате последующего процесса аннигиляции нуклонов и ан-

тинуклонов, который идет при сохраняющейся еще высокой плотности, останутся γ -кванты и лишь 10^{-9} часть от первоначального количества нуклонов. Это соотношение сохраняется и в дальнейшем. На этом заканчивается эра, которую назвали эрой адронов и начинается эра лептонов.

• Время $t \sim 10$ с, энергия возбуждения среды ~ 1 МэВ. Прекращается рождение лептонов: электронов и нейтрино, позитронов и антинейтрино. Кончается эра лептонов. В конце лептонной эры температура возбуждения среды становится меньше энергии связи изотопов как водорода, так и гелия. При такой температуре начинается реакция синтеза гелия, протекающая в следующей последовательности:



К моменту начала активной фазы генерации гелия ($t \sim 10^{2-3}$ с) соотношение между нейтронами и протонами от ~ 1 уменьшилось уже до 0.2 (рис. 2.2); это связано с тем, что значительная часть нейтронов уже успела распасться (среднее время жизни 10^3 с), а также и с тем, что на стадии лептонной эры протекают реакции слабого взаимодействия типа



которые формируют соотношение между нуклонами в пользу протонов

$$\frac{N_n}{N_p} = \exp\left(-\frac{\Delta m}{kT}\right),$$

где $\Delta m = m_n - m_p$, T — температура среды.

Поэтому лишь часть протонов имеет возможность вступить в реакцию синтеза. Окончательное содержание непрореагировавших протонов и синтезированных ядер гелия в веществе около 93% и 7% соответственно. По массе содержание водорода составляет $75 \div 78\%$, а на гелий приходится $25 \div 22\%$.

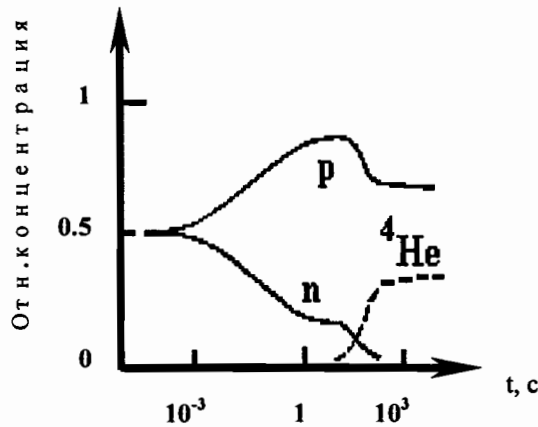


Рис. 2.2. Изменение со временем соотношения между количеством протонов p и нейтронов n и образование ${}^4\text{He}$ через $\approx 100 \div 200$ с после начала расширения

Это соотношение характерно для так называемой *первородной материи*. Из выражений (2.8) - (2.10) следует, что, кроме водорода и гелия, в первородной материи должны присутствовать в виде очень малых примесей ядра дейтерия ($\sim 10^{-4}$), гелия-3 ($\sim 10^{-5}$) и даже лития ($\sim 10^{-12}$). В горячей Метагалактике могут возникать ядра с A не более 12. Очевидно, что первородная материя вполне могла составить основу космических частиц, если эти ядра впоследствии будут ускорены.

• Со времени $t = 10$ секунд до 10^6 лет длится эра излучения. В это время энергия квантов электромагнитного излучения превышает потенциал ионизации атома водорода и гелия. Поэтому вещество — химические элементы (атомы) — образоваться пока не могут.

• К моменту $t = 10^6$ лет наступает эра вещества. За время 10^6 лет температура среды снижается до 3000-4000 К, т.е. ниже ионизационного потенциала атома водорода ($I_{\text{H}} = 13,5$ эВ). Теперь могут возникать атомы и начинается эра рождения вещества. Ниже этой температуры электромагнитное излучение, находившееся до этого в энергетическом равновесии с веществом, перестает ак-

тивно взаимодействовать с ним и определять его состояние. Для излучения остается единственный процесс — переизлучение, томовское рассеяние. Начинается самостоятельное существование как вещества, так и электромагнитного излучения.

При последующем расширении Метагалактики электромагнитное излучение остынет приблизительно до 3 К, равномерно заполнив наблюдаемое нами космическое пространство. Плотность остывшего излучения приблизительно 500 квантов на см^3 . Открытие этого излучения Пенциасом и Вильсоном в 1965 году, получившего название *реликтового излучения*, явилось основным доказательством существования "горячей" стадии развития Метагалактики. Эта стадия является неперенным моментом истории в различных моделях эволюции Метагалактики, например, в модели Большого Взрыва и горячей Вселенной, предложенной Г. Гамовым еще в 1948 году, или в инфляционной модели, предложенной А. Линде в 1984 году. Очевидно, что должны существовать и реликтовые нейтрино, обнаружить которые пока не удалось.

Итак, к концу первого миллиона лет расширения Метагалактика состоит из атомов водорода и гелия (с небольшими примесями дейтерия и лития), электронов, нейтрино и частиц, родившихся в более ранние эпохи (возможно и гравитонов). Все субстанции независимы, они адиабатически расширяются, теряя при этом свою энергию. Единственными возможными взаимодействиями между ними являются гравитационное и электромагнитное. При дальнейшем понижении температуры атомы водорода получают возможность объединяться в молекулы. Впоследствии из молекулярного водорода и атомарного гелия возникнут известные нам сегодня звезды, галактики и другие космические образования.

2.2. Расширяющаяся Метагалактика

Наша Метагалактика и сегодня продолжает расширяться. Чем более отдалены друг от друга космические объекты, тем больше их относительная скорость разлета. Этот закон, откры-

тый Э. Хабблом в 1929 году, отличается замечательной простотой:

$$\bar{v} = H\bar{r}, \quad (2.11)$$

где \bar{v} - относительная скорость двух галактик, \bar{r} - расстояние между ними, H - коэффициент пропорциональности, называемый постоянной Хаббла. Постоянная Хаббла, возможно, меняется со временем; сейчас ее значение составляет $H \sim (50 \div 100) \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$. Неопределенность в значении константы обусловлена как трудностью ее экспериментального определения, так и различными предположениями о характере расширения, принимаемыми при вычислении H .

Расширение проявляется в эффекте Доплера, т.е. в увеличении длины волны излучения (например, линии H_α водорода), испускаемого источником, удаляющимся от наблюдателя. Этот эффект наблюдается при сравнении спектров источников, находящихся на различных расстояниях от нас: более удаленные источники движутся с большими скоростями. Длина волны λ регистрируемого излучения связана с испускаемой длиной волны λ_0 соотношением

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right). \quad (2.12)$$

Относительная разность длин волн при $v \ll c$

$$Z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad (2.13)$$

называется красным смещением. Для случая $v \leq c$ выражение для Z более сложное.

Очевидно, красное смещение должно содержать информацию и о возрасте далеких районов Метагалактики. Возраст и Z связаны соотношением

$$t = \frac{2}{3H_0(1+Z)^{3/2}} \sim \frac{3 \cdot 10^{17}}{(1+Z)^{3/2}}, \quad (2.14)$$

где H_0 - постоянная Хаббла на момент начала расширения. Для случая $Z \leq 10^{-3}$ соотношение между t и Z имеет вид

$$t \sim \frac{1}{1+Z}. \quad (2.15)$$

Формула Хаббла позволяет оценить максимальные размеры Метагалактики, доступной наблюдению. Пусть $v = c$, тогда $r \sim c/H \sim 5000 \text{ Мпк} = 10^{28} \text{ см}$. Таково расстояние до так называемого *горизонта*. Ясно, что в далеком прошлом размеры Метагалактики были меньше и горизонт был ближе, чем ныне. Постулируя для простоты неизменность постоянной H во времени, можно оценить время расширения Метагалактики, от начала горячей стадии её эволюции до настоящего момента:

$$t = \frac{1}{H} \approx 10 \div 20 \text{ млрд лет}. \quad (2.16)$$

Эта оценка возраста Метагалактики не противоречит результатам прямых измерений возраста геологических пород на Земле по анализу их радиоактивности. Так, некоторые скальные породы Земли имеют возраст $5 \cdot 10^9$ лет.

Конечно, еще больший интерес вызывает будущее Метагалактики: бесконечное расширение, расширение с последующей стабилизацией размера или же пульсация - переход от расширения к сжатию? Достоверным ответом на этот вопрос современная наука не располагает. Существует несколько различных космологических теорий. Во всяком случае, судьба Метагалактики будет зависеть от соотношения между современной плотностью вещества в Метагалактике и некоторым критическим значением плотности, равным

$$\rho_{\text{кр}} = \frac{3H^2}{8\pi G} \approx 2 \cdot 10^{-29} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}. \quad (2.17)$$

Здесь G - гравитационная постоянная, H - постоянная Хаббла, равная $50 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$. Если современная плотность Метагалактики меньше, чем $\rho_{\text{кр}}$, она будет расширяться, а если больше, то, со временем, начнет сжиматься. Астрономические методы измерения плотности материи Метагалактики дают $\rho_0 \sim 5 \cdot 10^{-30} \text{ г}/\text{см}^3$. Это значит, что Метагалактика должна расширяться. Однако эти астрономические данные о величине ρ_0 учитывают только видимую излучающую материю. А ведь большая часть массы Метагалактики может приходиться на *темную*

(скрытую) материю, которая ничего не излучает. Пока не известно, сколь велика окажется добавка к плотности ρ_0 при учете вклада темной материи (в том числе реликтовых нейтрино, нейтралитино, "вимпсов" и т.д.). В принципе, нельзя исключить, что она перетянет чашу весов в сторону сжатия.

Отметим, что космические лучи, блуждая по Метагалактике, могут взаимодействовать также и с темной материей. Поэтому изучение космического излучения может оказаться полезным как для выяснения природы, так и массы темного вещества.

2.3. Образование структур в Метагалактике

В процессе расширения Метагалактики ее вещество не остается однородным. Случайно возникшие флуктуации плотности могут разрастаться, вбирая в себя окружающее вещество, увеличиваться по массе и размерам. Дальнейшее определяется устойчивостью (или неустойчивостью) такого рода образований. Судьба неоднородностей зависит от противоборства двух сил: гравитации, вызывающей сжатие вещества, и силы упругости (газокинетического давления), осуществляющей его расширение. Английский астрофизик Дж. Джинс показал, что при определенных значениях плотности и температуры среды есть критическое значение размера образования $\lambda_{Дж}$, начиная с которого облако будет сжиматься. Масса вещества, заключенная в этом объеме, составляет

$$M_{Дж} \sim 2,6 \cdot 10^{-10} M_{\odot} \sqrt{\frac{T^3}{\rho}}. \quad (2.18)$$

Здесь M_{\odot} – масса Солнца, равная $3 \cdot 10^{33}$ г; T и ρ – температура и плотность газового облака.

Уже в первые миллионы лет расширения создались благоприятные условия ($T \sim 500$ К и $\rho \sim 10^{-24}$ г/см³) для образования массивных сгустков – галактик, и они начали возникать. По сравнению с ныне существующими, галактики первого поколения выглядели карликами: масса любой из них не превышала $10^6 M_{\odot}$. Мир, состоявший из карликовых галактик, не был похож на современный, где даже самая обычная наша галактика *Млеч-*

ный Путь (она же – Галактика с большой буквы) имеет массу $10^{11} M_{\odot}$.

К концу первого миллиарда лет существования Метагалактики завершился полный цикл эволюции галактик первого поколения: сначала в них возникли, а затем погибли первые в истории Метагалактики звезды. Возможно, что именно тогда впервые возникли космические лучи, очень близкие по составу к первородной материи. Несмотря на то что в этих процессах приняла участие лишь сотая доля процента вещества Метагалактики, выделившейся энергии хватило, чтобы вновь нагреть все вещество до температуры $\sim 10^6$ К. Таким образом, на пороге второго миллиарда лет ($Z \sim 3 \div 5$) создались условия для образования современного мира.

При выполнении условий $T \sim 10^6$ К и $\rho \sim 10^{-27}$ г/см³ начали возникать гигантские образования, возможно, в виде *блинов*, из которых в дальнейшем образовалось то, что астрономы теперь наблюдают и называют *сверхскоплениями галактик*. В результате развития все той же гравитационной неустойчивости сверхскопления разбились на более мелкие образования, которые, в свою очередь, дробились на все меньшие и меньшие части. Из этого набора космических образований возникли скопления галактик, галактики, звезды и, наконец, планетарные системы, причем формирование галактик и образование в них звезд могли происходить одновременно.

Так, Земля входит в Солнечную систему, Солнечная система в Галактику *Млечный путь*. Наша Галактика вместе с галактиками *Туманность Андромеды*, *Большое* и *Малое Магеллановы облака* и ряд более мелких галактик образуют местную группу галактик размером приблизительно 2 Мпк, которая в свою очередь входит в скопление галактик размером примерно 20 Мпк с центром в созвездии *Девы*.

Приведем теперь некоторые характеристики современного галактического мира. Это поможет нам в дальнейшем понять природу и роль космических лучей. Сегодня плотность скоплений галактик и плотность галактик в скоплениях составляют соответственно 10^{-6} скопл./Мпк³ и 10^{-2} гал./Мпк³. Основная масса

вещества Метагалактики приходится на межгалактическое пространство. Как было отмечено выше, плотность этого вещества $5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$. В таблице 2.1 приводятся данные о распространенности галактик различных типов. Как принято в астрономии, галактики классифицируются по светимости L [эрг/с] и частоте излучения ν [Гц], а также по форме.

Таблица 2.1

Относительная распространенность галактик³

Квезары (QSO), видимые только в радиоволновом диапазоне	$> 10^{-8}$
Квезары (QSO), видимые в оптическом и радиодиапазонах	$> 10^{-6}$
Радиогалактики: основное излучение в радиодиапазоне, светимость $L \sim 10^{46-47}$ эрг/с	$> 10^{-4}$
Сейфертовские галактики (с активным ядром)	$> 10^{-3}$
Нормальные галактики (спиральные, линзовидные и эллиптические), светимость $L \sim 10^{44}$ эрг/с	$> 10^{-1}$
Карликовые оптические галактики	> 0.9

Наиболее ранние из космических образований второго поколения – квазары (т.е. "квазизвездные объекты – Quasy Stellar Objects – QSO"). Они не только самые древние, но и самые далекие от нас объекты: ($Z \sim 3$). Квазары отличаются огромной интенсивностью излучения (до 10^{48} эрг/с), из-за чего они не могут просуществовать более сотни миллионов лет. Так как электромагнитное излучение проходит путь от этих источников до нас за $\sim 10^9$ лет, мы наблюдаем давно погибшие миры.

2.4. Эволюция звезд

Процессы образования и эволюции звезд рассмотрим на качественном уровне, поскольку детально эта тема будет представлена в курсе лекций по ядерной астрофизике.

³В приводимых данных общее количество галактик принято за единицу.

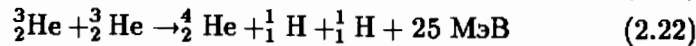
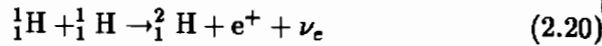
Классические условия для образования звезды массой, равной солнечной массе $3 \cdot 10^{33}$ г, – это наличие вещества плотностью $\rho \sim 10^{-20} \text{ г/см}^3$ и температурой $T = 50 \text{ К}$ (см. (2.18)). Подобные условия довольно часто обеспечиваются внутри галактик. Облако газа, состоящее, в основном, из атомов водорода и гелия и имеющее указанные плотность и температуру, сжимается под действием гравитационных сил, превышающих газодинамические силы. По мере уменьшения размера облака плотность и температура повышаются и вещество начинает излучать в инфракрасном (ИК) диапазоне. Облако больших размеров, излучающее в ИК-диапазоне, получило название *протозвезды*. При дальнейшем сжатии температура и плотность внутри протозвезды достигают значений $T \sim 10^6 \text{ К}$ и $\rho \sim 100 \text{ г/см}^3$. В этих условиях начинаются термоядерные реакции "горения водорода" – синтеза гелия. Синтез гелия идет с выделением энергии и в центре звезды увеличивается температура и газодинамическое давление. Дальнейшее сжатие прекращается и устанавливается равновесие: внутреннее давление сравнивается с давлением гравитационного сжатия. С этого момента протозвезда и становится собственно звездой. Отметим, что минимальная масса протозвезды, меньше которой она не может превратиться в настоящую звезду, равна $0,1 M_{\odot}$. Время, необходимое для сжатия газового облака до состояния звезды, составляет

$$t_{\text{сж}} \sim \sqrt{\frac{2R^3}{GM}} = 20 \frac{M^2}{RL} 10^6 \text{ лет}, \quad (2.19)$$

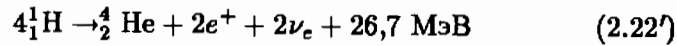
где M, R, L – масса, размер и светимость звезды соответственно. Например, время сжатия Солнца от размеров, равных радиусу орбиты Юпитера ($10^3 R_{\odot}$), до современного состояния $R_{\odot} \sim 7 \cdot 10^{10}$ см составило 20 млн лет.

Судьба звезды определяется ее массой и процессами термоядерного синтеза. Для звезд массы Солнца – наиболее распространенной популяции – этот процесс будет выглядеть в общих чертах следующим образом. На первом этапе в центральной части звезды будут осуществляться реакции водородного цикла

($p - p$ процесс):



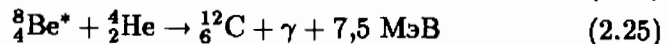
Суммарная реакция имеет вид



Время пребывания звезды в этом состоянии – наиболее длительный этап ее существования, так как скорость реакции (2.20) чрезвычайно мала. Время "горения" водорода

$$t \sim \frac{E}{L} = 10^{10} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^3 \text{ лет}, \quad (2.23)$$

где E – полная энергия звезды ($E \sim M$), L – светимость; M_{\odot} и M – массы Солнца и звезды соответственно. Отметим, что светимость $L \sim M^{3.5}$: для малых звезд ($M < M_{\odot}$) $L \sim M^3$, а для больших ($M > M_{\odot}$) $L \sim M^5$. Для Солнца время горения водорода и пребывания в этом наиболее стабильном состоянии продлится $\sim 10^{10}$ лет. По мере выгорания водорода (на $10 \div 15\%$ от исходного количества) число актов синтеза уменьшается. Соответственно, уменьшается выделение энергии, а внутреннее газодинамическое давление падает. На этом этапе гравитационное сжатие начинает преобладать, и ядро звезды сжимается. Как только температура в центре звезды возрастает до $\sim 10^7 \div 10^8$ К, начинается реакция "горения" гелия — синтез более тяжелых элементов (т.н. α -процесс):



Реакция (2.25) идет через образование возбужденного ядра ${}^{12}_6\text{C}^*$. Энергия синтеза, выделяющаяся в центре звезды, вновь приостанавливает ее сжатие. Одновременно начинает возрастать температура слоя, прилегающего к центральной области, где начинается $p - p$ процесс. Гравитационное давление внешних слоев

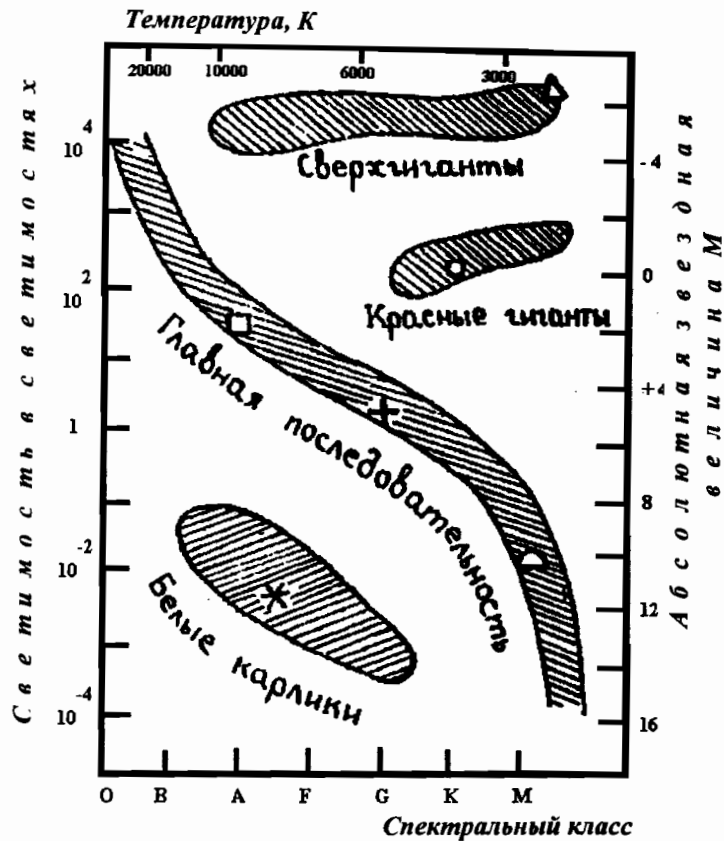
звезды, не втянутых в процесс синтеза, не может противостоять газодинамическому давлению в слоях, прилегающих к центру, и звезда начинает расширяться. Поверхностная температура падает. Звезда переходит в разряд красных гигантов. Затем внешняя оболочка звезды отрывается и рассеивается в космическом пространстве. На месте звезды остается центральное, нагретое до высокой температуры гелиевое ядро с примесью элементов группы C, N, O ($s A < 20$). Это так называемый белый карлик. Впоследствии белый карлик остынет, превратится в темное тело и пополнит скрытую материю Метагалактики. Рассеивающаяся оболочка (планетарная туманность), в свою очередь, пополнит межзвездное вещество. Отметим, что пока звезда светила, с ее поверхности, нагретой до температуры ~ 5000 К, истекало в космическое пространство вещество, называемое *звездным ветром*.

Наиболее наглядно эволюция звезд прослеживается на диаграмме Герцшпрунга – Рассела (рис. 2.3), представляющей звезды нашей Галактики. На диаграмме по оси абсцисс откладывается класс звезды O, B, A, F, G, K и M, определяемый по ее поверхностной температуре (цвету). Здесь O соответствует наиболее горячим, а M – холодным звездам. По оси ординат откладывается абсолютная звездная величина M , которую звезда имела бы, если бы находилась на расстоянии 10 пк от Солнечной системы:

$$M = m + 5 - 5 \log r - A_v, \quad (2.27)$$

где m – видимая звездная величина, r – расстояние до звезды в кпк, A_v – межзвездное поглощение. Для примера, Солнце принадлежит к классу G и имеет абсолютную звездную величину $+4,8$.

Подавляющее большинство звезд располагается на так называемой *главной последовательности*, что соответствует наиболее продолжительной стадии жизни звезды, т.е. времени $p - p$ цикла. Вторая густо заселенная область на диаграмме — это область красных гигантов. Переход звезд с главной последовательности в область красных гигантов происходит быстро. Следующая стадия – также быстрый переход в область белых карликов, где эволюция звезды и завершается.

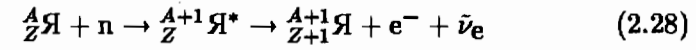


- Обозначения звезд:
- + – Солнце,
 - O – Арктур,
 - – Сириус А,
 - * – Сириус Б,
 - △ – Крюгер 60,
 - △ – Беттельгейзе

Рис. 2.3. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела для звезд из окрестности Солнца
 Эволюция звезд, масса которых больше массы Солнца ($1,4M_{\odot} < M_{зв} < (2 \div 3)M_{\odot}$), принципиально иная. Первое отли-

чие – сравнительно быстрая эволюция от протозвезды к звезде, второе – меньшее время пребывания на главной последовательности. И, наконец, последнее и наиболее важное отличие: эволюция звезды завершается грандиозным взрывом (вспышкой Сверхновой - СН), в результате которого в космическое пространство выбрасывается с огромной скоростью либо вся масса звезды, либо только ее внешний слой ($\sim 10\%$ массы звезды). Во втором случае оставшееся вещество превращается в нейтронную звезду.

В настоящее время законченной теории сверхновых звезд еще нет. Самые большие трудности представляет расчет заключительной фазы постепенной эволюции и перехода к взрыву. Качественно эволюция СН звезды выглядит следующим образом. После завершения р-р цикла и образования гелиевого ядра наступает первый этап сжатия звезды с повышением температуры в центре звезды до $\sim 10^8$ К. В центре начинает гореть гелий, а ближе к поверхности загорается водород. Масса звезды достаточно велика для того, чтобы расширение поверхностного слоя звезды (как и в случае звезд с массой Солнца) не возникало. Однако когда гелий постепенно выгорает, образуя С и О, возникает новое сжатие. Сгорание ядер С и О с участием гелия приводит к образованию ядер ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{40}Ca . Частично вступает в игру новый процесс – медленный синтез элементов на основе захвата нейтронов с последующим β^- -распадом, так называемый s-процесс:



Нейтроны, необходимые для s-процесса, образуются в реакциях типа (α, n) , например $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Сжатие с одновременным повышением температуры продолжается. Начинается процесс нейтронизации вещества: захват электронов ядрами (т.н. e^- -процесс). Появляются ядра, перегруженные нейтронами. Синтез элементов продолжается и достигает своей кульминации с появлением ядер группы железа. Температура достигает $3 \cdot 10^9$ К. Вырожденный нейтронный газ становится основной компонентой центральной части звезды, начинает противодействовать давлению внешних слоев так же, как вырожденный электронный газ сдерживал давление внешних слоев на стадии завершения

α -процесса и образования белого карлика. А если принять во внимание, что выделение энергии при ядерном синтезе происходит только до образования ядер железа, становится ясно, что звезда уже не может противостоять внешнему гравитационному давлению. Не удерживаемые более внутренним давлением, внешние слои начинают с возрастающей скоростью схлопываться к центру. Создается ударная волна. Противостоять ударной волне может лишь сердцевина ядра, превратившаяся под действием сжатия и предыдущих процессов нейтронизации в сплошной нейтронный газ с плотностью 10^{14} г/см³. Давление вырожденного нейтронного газа уже способно противостоять давлению ударной волны. Волна отражается и при обратном движении "взрывает" внешнюю часть звезды. Если же железное ядро еще не сформировалось, ударная волна может взорвать всю звезду. В обоих случаях размеры звезды резко возрастают. Она становится самым ярким объектом на небесной сфере. В некоторых случаях светимость увеличивается в $\sim 10^6$ раз. Именно это явление и получило название *Сверхновой* звезды.

Взрывной процесс, длительность которого составляет всего лишь десятки секунд, приводит ко многим последствиям, важным для физики космических лучей. Отметим основные моменты.

1. Полная энергия, выделяющаяся в процессе взрыва СН, достигает величины $\sim 10^{50 \div 52}$ эрг.

2. Во время взрыва в космическое пространство выбрасываются оставшийся первичный водород и гелий, а также межзвездная материя, "переработанная" звездой – новые ядра вплоть до ядер группы железа. Кроме того, выбрасывается практически весь спектр нуклидов от железа до трансурановых элементов. Элементы тяжелее железа возникли во время падения ударной волны на центральную часть звезды, где в это время имелось уже значительное количество железа. При огромной плотности нейтронов $10^{20 \div 30}$ г/см³ происходит одновременный захват большого числа нейтронов ядрами группы железа. Затем такие ядра, сильно перегруженные нейтронами, претерпевают последовательные β^- -распады, увеличивая свой заряд от распада к распаду. Этот процесс, в котором время множественного захвата

нейтронов много меньше длительности последующей серии каскадных β^- -распадов, приводящей к быстрому образованию нуклидов с большим зарядом, получил название γ -процесс, в отличие от упомянутого выше медленного s -процесса.

3. Вещество, выброшенное с огромной скоростью $10000 \div 20000$ км/с в виде ударной волны, распространяется в межзвездном космическом пространстве и рассеивается за 10^5 лет. За это время, особенно в начале своего существования, ударная волна играет роль эффективного ускорительного механизма, обеспечивающего интенсивный поток космических частиц.

4. На месте взорвавшейся звезды остается ядро (если оно образуется), состоящее из нейтронов и, по-видимому, тонкой железной "корки". Это так называемая *нейтронная звезда*. Масса нейтронной звезды практически равна массе первоначальной звезды ($M_{н.з} \sim 1.5M_{\odot}$). Однако ее радиус составляет всего лишь ~ 10 км при плотности вещества $\sim 10^{14}$ г/см³. Поскольку при взрыве момент инерции сохраняется, нейтронная звезда вращается с огромной частотой (предельное значение $10^{-(3 \div 4)} \text{с}^{-1}$). Момент инерции нейтронной звезды огромен: $I \sim 10^{22 \div 24}$ г · см². Кроме того, если первичная звезда обладала до взрыва магнитным полем ~ 1 Гс на поверхности (подобно Солнцу), то напряженность поля на поверхности нейтронной звезды может достигать 10^{12} Гс. Подобный "магнитный волчок", безусловно, является мощным ускорителем частиц. (Еще одна возможность ускорения частиц.)

Вращающаяся магнитная нейтронная звезда – это не что иное, как пульсар, чиркающий по Земле радиолучем и создающий строго периодические импульсы радиоизлучения с периодом, равным периоду обращения пульсара. С возрастом период обращения пульсара возрастает, а интенсивность излучения падает. Периоды известных ныне пульсаров лежат в пределах от 10^{-3} до 10^2 секунд.

Если масса звезды $M_{зв} > (2 \div 3)M_{\odot}$, заключительная стадия ее эволюции представляется для внешнего наблюдателя не такой уж яркой. Тем не менее она столь же впечатляющая: это имплозия – взрыв, направленный внутрь звезды. Имплозия вызвана гравитационным давлением внешних слоев, не встречающим заметного противодействия изнутри. Дело в том, что реакции термо-

ядерного синтеза уже закончились, а внутреннее давление вырожденного нейтронного газа гораздо меньше внешнего гравитационного. Поэтому происходит ускоренное падение вещества звезды к ее центру. Радиус звезды будет все время уменьшаться и, наконец, может достигнуть величины, при которой возросшее гравитационное притяжение сделает невозможным уход с поверхности звезды какого-либо излучения. Этот процесс, называемый *гравитационным коллапсом*, приводит к тому, что звезда становится совершенно невидимой для внешнего наблюдателя и превращается в *черную дыру* (ЧД). Радиус, при котором тело превратится в черную дыру, можно приближенно оценить из равенства массы покоя и гравитационной энергии частицы на поверхности ЧД:

$$GMm/r_g = mc^2, \quad (2.29)$$

отсюда

$$r_g = GM/c^2. \quad (2.30)$$

Для звезды с массой Солнца радиус черной дыры составит 3 км. Количество черных дыр неизвестно. Однако нельзя исключить возможность того, что их много. Тогда они могут вносить существенный вклад в общую массу скрытой (темной) материи. Сама по себе ЧД ничего не излучает. Однако при падении на нее межзвездного вещества или звездного ветра с ближайшей оптической звезды – этот процесс называется *аккрецией* – разогретая аккрецирующая материя перед своим окончательным падением на ЧД может испускать жесткое рентгеновское излучение.

Есть еще один косвенный способ обнаружения ЧД. Если черная дыра образует с видимой звездой двойную систему, обращающуюся вокруг своего центра тяжести, то, измерив период и радиус орбитального вращения видимой звезды, можно вычислить массу невидимого тела. Если его масса превышает в 2-3 раза массу Солнца, то, возможно, что это ЧД. Сейчас известны несколько кандидатов в ЧД, среди них рентгеновский источник Cygnus X-1 в созвездии *Лебедь*.

Интересно отметить, что черные дыры могут распадаться благодаря туннельному эффекту. Нейтрино (если они существуют в ЧД) способны покидать черную дыру, пройдя под гра-

витационным барьером (туннельный эффект). Из-за этого масса черной дыры будет уменьшаться, и в какой-то момент станет недостаточной для выполнения соотношения (2.29). Тогда произойдет взрыв: гравитационная энергия, равная массе черной дыры, будет передана частицам, возникшим во время взрыва. Вот еще один экзотический источник частиц высокоэнергичных космических лучей (скорее всего, это будут γ -кванты и частицы высоких энергий). Определяемое туннельным эффектом время жизни черной дыры очень велико, и в настоящее время могут взрываться только т.н. *реликтовые черные дыры*, возникшие во время "горячей" стадии эволюции Метагалактики. Масса реликтовых черных дыр с временем жизни порядка 10^{10} лет должна быть 10^{-15} г. Энерговыведение при взрыве реликтовой ЧД составит $E = mc^2 = 3 \cdot 10^6 \text{ эрг} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$. Вот еще один возможный источник космических частиц сверхвысокой энергии.

2.5. Распространенность химических элементов в Метагалактике

Итак, краткое рассмотрение развития Метагалактики от "горячей" стадии до настоящего времени демонстрирует непрерывный процесс трансформации химического (элементного) состава окружающего нас мира, в связи с этим возникает вопрос о химическом составе Метагалактики сегодня. Поскольку наблюдаемые нами отдельные части Метагалактики находятся на различных стадиях развития, весьма вероятно, что их химический состав различен. В астрономии есть раздел, посвященный изучению эволюции химического состава Солнечной системы, звезд, нашей Галактики, скоплений галактик и т.п. Имеется целый ряд методов определения химического состава:

средствами оптической астрономии регистрируются и исследуются спектры излучения светящихся объектов (звезд, туманностей, галактик): их эмиссионные линии связаны с излучением возбужденных атомов, обнаружение линий поглощения свидетельствуют о наличии того или иного химического элемента на пути светового луча от источника излучения до Земли;

субмиллиметровая и радиоастрономия используют анализ

спектральных линий для изучения химического состава относительно холодных форм материи, находящихся в молекулярном состоянии;

рентгеновская астрономия получает информацию о высокотемпературном веществе в состоянии плазмы;

γ -астрономия исследует линейчатое γ -излучение, что позволяет идентифицировать возбужденные ядра, ответственные за это излучение.

Химический состав Солнечной системы можно исследовать по составу комет, метеоров, метеоритов, по солнечному ветру, по содержанию химических элементов на Земле, Луне, Марсе и других планетах. Химический состав планет и метеоритов (по результатам прямых измерений) сильно отличается от химического состава Солнца. Это связано с конкретными условиями образования планет. Так, Земля и другие "легкие" планеты потеряли при своем образовании летучие элементы, такие как водород и гелий. Значительно более тяжелый Юпитер смог удержать эти элементы. Конечно, химический состав Солнца несколько отличается от состава других звезд, так как Солнце возникло из рассеянного вещества взорвавшихся звезд первого поколения. Тем не менее есть основания говорить о некотором среднем распределении химических элементов в Метагалактике. На рис. 2.4 представлена относительная распространенность элементов в Метагалактике, построенная по результатам исследований всеми перечисленными способами. Из рисунка видно, что водород и гелий – самые распространенные элементы, а относительное содержание остальных элементов падает почти экспоненциально с ростом атомной массы нуклида. На кривой распространенности видны относительные максимумы для элементов, имеющих массовое число, кратное α -частице (C, O). Есть максимум в районе железа, который связан с заключительной стадией термоядерного синтеза, а также заметно некоторое преобладание ядер с магическими числами нейтронов и протонов. Особо отметим, что для ядер тяжелее железа наблюдаются парные максимумы – проявления s- и r-процессов в образовании этой группы элементов.

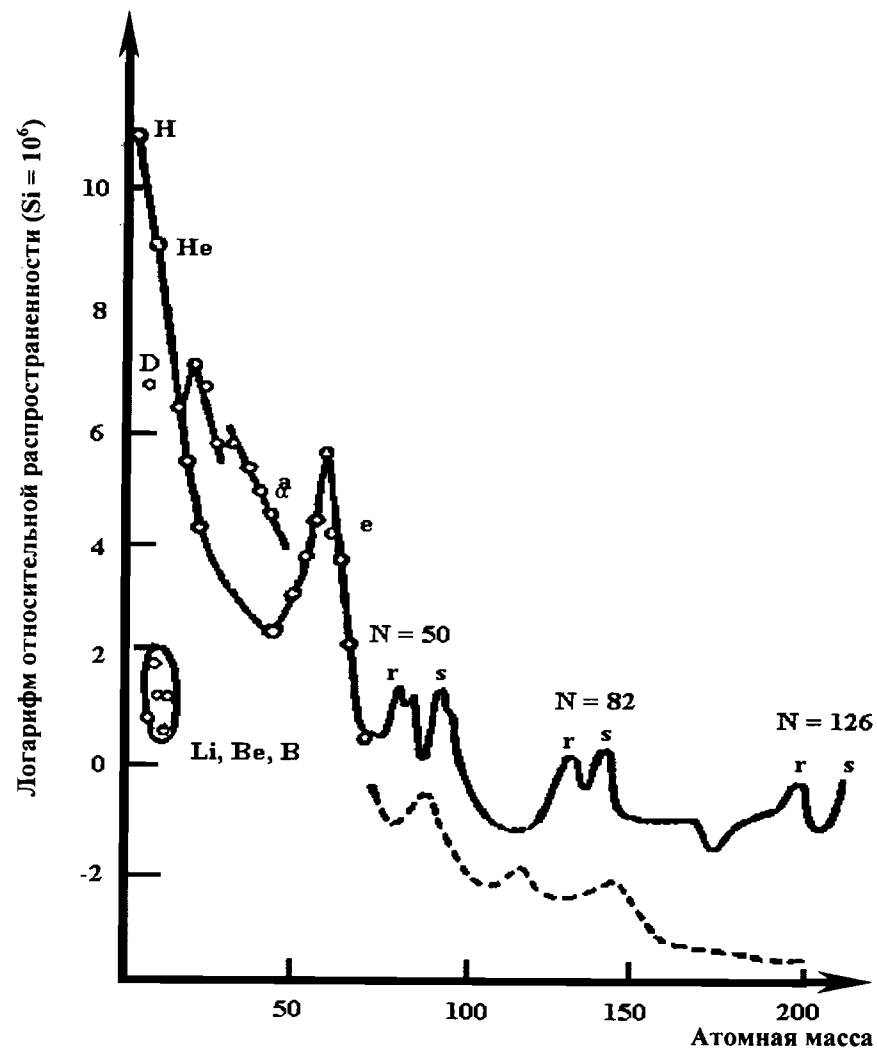


Рис 2.4. Распространенность в Метагалактике нуклидов по атомному числу A . Распространенность ядер с четным A больше, чем ядер с нечетным A . Аномально низкую распространенность имеют элементы Li, Be, B, (α -, e-, r-, s- процессы ядерного синтеза). N – число нейтронов

Экспоненциальный закон распределения элементов наиболее серьезно нарушается отсутствием элементов Li, Be, B, которые могут возникать по ходу термоядерного синтеза, но быстро сто-

рают. Наблюдается отсутствие и некоторых других элементов (Mo, Cd, Hg), необъяснимое с точки зрения реакций синтеза. В целом, распространенность элементов хорошо согласуется с моделью развития Метагалактики на "горячей" стадии и звездной эволюцией.

В дополнение к перечисленным выше методам исследования, распространенность химических элементов можно определить и по составу космических лучей. Однако нужно помнить, что космические лучи – это высокоэнергичные частицы. Процессы ускорения, формирующие потоки космических лучей из межзвездного газа, могут зависеть от заряда и массы частицы, из-за чего состав космического излучения и химический состав межзвездного газа будут различаться. Различие должно зависеть и от энергии частиц. Отметим, что определение химического состава Метагалактики, исходя из химического состава космических лучей, задача очень сложная и в ряде случаев ответ менее определенный, чем при астрономических спектрометрических измерениях. И тем не менее исследование первичного космического излучения является единственным прямым источником информации о веществе и антивеществе в Метагалактике, например, о потоках антипротонов и позитронов, а возможно, и антиядер.

2.6. Выводы

Химический состав Метагалактики и космических лучей качественно совпадают (рис. 1.2 и 2.4). Это означает, что практически все элементы вовлечены в процесс ускорения и превращения в космические лучи. Значительные различия по отдельным элементам (например, Li, Be, B) отражают особенности процессов нуклеосинтеза, а также ускорения и распространения космических лучей в межзвездном пространстве.

Наиболее эффективным источником космических лучей, регистрируемых вблизи Земли, являются вспышки Сверхновых, во время которых, в основном, возникает наблюдаемый химический состав Метагалактики и космических лучей. Кроме того, в СН происходят процессы ускорения частиц, превращающие их в космические лучи.

3. Ускорение космических частиц

3.1. Где расположены основные источники космических лучей?

3.1.1. Квазары, радиогалактики и галактики с активными ядрами

Эти объекты являются интенсивными источниками радиоизлучения. В последнее время от некоторых из них было обнаружено также и γ -излучение. Галактики с активными ядрами, излучение которых лежит в основном в гамма-диапазоне, получили специальное название *блазары*. Интенсивность излучения (светимость) радиоисточников достигает величин $L_R \sim 10^{44 \div 49}$ эрг/с. Степенной спектр $N(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$ и поляризация радиоизлучения означают, что это *синхротронное излучение* (СИ) электронов высокой энергии, движущихся в относительно регулярных магнитных полях. Отметим, что синхротронное радиоизлучение приходит и от остатков СН, в особенности от пульсаров (замагниченных вращающихся нейтронных звезд).

Спектральный индекс синхротронного излучения α связан с показателем энергетического спектра электронов γ в источнике простым соотношением

$$\gamma = 1 + 2\alpha. \quad (3.1)$$

Для радиоизлучающих космических объектов широкого класса измеренный индекс α составляет $0,3 \div 0,8$. Следовательно, $\gamma = 1,7 \div 2,6$ и дифференциальный спектр электронов в астрофизическом источнике имеет вид

$$dN(E)/dE = AE^{-\gamma}, \quad (3.2)$$

где A – постоянная величина.

Между тем светимость L синхротронного излучения связана с напряженностью магнитного поля H и энергией электронов E следующим соотношением

$$L, \text{ эрг/с} \sim H^2 E^2. \quad (3.3)$$

Если измерить светимость источника в радиодиапазоне и оценить величину магнитного поля по зеемановскому расщеплению оптических спектральных линий от него, можно определить энергию высокоэнергичных электронов. Тогда для радиогалактик со светимостью, указанной выше, и измеренной напряженностью магнитного поля $\sim 10^{-7}$ эрстед полная энергия, заключенная в потоках электронов этих космических объектов, достигает 10^{60} эрг. Это означает, что в квазарах, радиогалактиках и ядрах активных галактик происходит ускорение электронов до больших энергий, причем их потоки превышают потоки электронов в нормальных галактиках на много порядков величины.

Интенсивность протонного СИ меньше электронного в $(m_p/m_e)^2 \sim 10^6$ раз. Поэтому СИ не может дать ответ на вопрос: ускоряются ли в этих космических объектах протоны и другие атомные ядра, или нет? Между тем, измерения на космических аппаратах и аэростатах показывают, что в потоках космических лучей вблизи Земли протонов и ядер в 100 раз больше, чем электронов. Значит они тоже где-то ускоряются.

Ответ на этот вопрос можно получить, регистрируя гамма-излучение. Входящие в состав космических лучей высокоэнергичные адроны (ядра водорода, гелия и более тяжелых элементов) взаимодействуют с межзвездным газом (имеется в виду сильное взаимодействие). В результате этого взаимодействия наиболее эффективно будут рождаться пионы. Нейтральные пионы практически сразу ($\sim 10^{-16}$ с) будут распадаться на γ -кванты ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) со средней энергией 67,5 МэВ. Таким образом, обнаружение γ -излучения высокой энергии с характерным максимумом в спектре вблизи 70 МэВ должно свидетельствовать о наличии ускоренных ядер в наблюдаемых источниках. Именно поиск астрофизических объектов, излучающих высокоэнергичные гамма-кванты, — одна из главных задач γ -астрономии. Недавно удалось зарегистрировать гамма-излучение от ряда остатков Сверхновых, квазаров, радиогалактик и галактик с активными ядрами, от упоминавшихся выше блазаров. Таким образом, наряду с высокоэнергичными электронами, в этих объектах есть интенсивные потоки ускоренных протонов. Притом поток их

примерно в 100 раз больше потока электронов, как и соотношение этих двух компонент космических лучей в окрестности Земли.

Итак, наличие синхротронного радиоизлучения и γ -излучения свидетельствует о наличии потоков высокоэнергичных электронов и ядер в различных внегалактических и галактических источниках.

Где же возникает и откуда приходит *основной поток* космических лучей, пронизывающий Солнечную систему и достигающий околоземного космического пространства?

3.1.2. Несколько соображений о возможной природе околоземных космических лучей

Энергетические соображения. Допустим, что космические лучи возникают, в основном, только в мощных радиогалактиках и квазарах. Тогда плотность энергии космических лучей должна быть одинаковой по всей Метагалактике и составлять, как было измерено и в окрестности Солнечной системы, около 10^{-12} эрг/см³. Эта плотность должна приблизительно равняться плотности энергии магнитного поля, непосредственно удерживающего космические лучи (ω_H), и плотности кинетической энергии космической плазмы ($\omega_{\text{плаз}}$). Если повсюду в межгалактическом пространстве плотность энергии $\sim 10^{-12}$ эрг/см³, можно подсчитать, какую энергию должны были унести космические лучи из радиогалактики за ~ 10 миллиардов лет существования галактических систем. При плотности радиогалактик и квазаров $\sim 10^{-5}$ Мпк⁻³ эта энергия для одной галактики составит около $5 \cdot 10^{66}$ эрг, что соответствует почти 10% от ее полной массы. Столь высокий коэффициент преобразования гравитационной энергии в энергию космических лучей представляется чрезмерным. Если источниками космических ядер являются обычные галактики, то, в среднем, каждая должна была бы излучить 10^{63} эрг. Плотность $\rho_{\text{об.гал}} \sim 10^{-2}$ Мпк⁻³ намного больше, чем радиогалактик и квазаров, но и радиоизлучение их намного слабее.

Роль межгалактического вещества, а также реликтовых радио- и нейтринного излучений. Если бы все космические лучи возникали вне нашей Галактики, то при их распространении в межгалактическом пространстве будет происходить взаимодействие с межгалактическим веществом и с реликтовым радио- и нейтринным излучениями:

ядерная компонента

$Y_{к.л} + Y_{м.в}$ - сильное взаимодействие (ядерные реакции),

$Y_{к.л} + \gamma_{реликт}$ - электромагнитное взаимодействие (фотоядерные реакции),

$Y_{к.л} + \nu_{реликт}$ - слабое взаимодействие.

электронная компонента

$e_{к.л} + A_{м.в}$ - электромагнитное взаимодействие с атомами (тормозное излучение),

$e_{к.л} + \gamma_{реликт}$ - электромагнитное взаимодействие (комptonовское рассеяние),

$e_{к.л} + H_{межгал}$ - электромагнитное взаимодействие (синхротронное излучение),

$e_{к.л} + \nu_{реликт}$ - слабое взаимодействие.

(Вспомним, что при энергиях космических частиц более 10^{11} эВ существует единое электрослабое взаимодействие.)

Электромагнитное взаимодействие электронов велико; в результате предельное расстояние, с которого они могут прийти, составляет около 4 Мпк. Этот размер по порядку величины соответствует Местной группе галактик. Взаимодействие ядер с реликтовым фотонным излучением приводит к ограничению максимальной энергии космических частиц до $5 \cdot 10^{19}$ эВ, если источники таких частиц находятся на расстоянии более $20 \div 30$ Мпк (размеры сверхскопления галактик Дева). Однако в к.л. зарегистрированы частицы с энергией до $3 \cdot 10^{20}$ эВ. Возможно, что это не ядра, а, например, нейтрино.

Влияние галактического магнитного поля. Магнитное поле галактик ($3 \cdot 10^{-6}$ Гс) препятствует как выходу частиц из "родных" галактик, так и проникновению в них "чужих" частиц.

Жесткость частицы (pc/Ze), ее гирорадиус R , кинетическая энергия, а также напряженность магнитного поля H связаны

между собой простыми соотношениями (1.11) и (1.12):

$$\frac{pc}{Z} = 300HR, \quad \frac{E_{кин}}{Z} = 300HR$$

и для однозарядной частицы

$$E, \text{ эВ} = 300HR, \text{ Гс} \cdot \text{см}. \quad (3.4)$$

Согласно (3.4), в магнитном поле нашей Галактики (рис. 3.1) гирорадиус частиц с энергиями 10^{15} , 10^{17} , 10^{19} и 10^{21} эВ имеет соответственно значения 1 пк, 100 пк, 10 кпк и 1000 кпк. Отсюда с большой степенью определенности следует, что все наблюдаемые

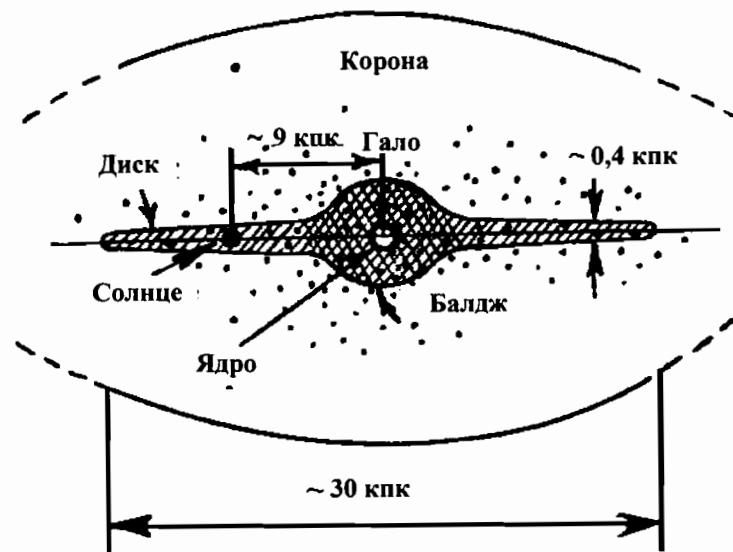


Рис. 3.1. Схема строения Галактики (вид "с ребра"). Точки — шаровые звездные скопления, состоящие, в основном, из старых звезд.

нами частицы с энергией $< 10^{15}$ эВ рождены в нашей Галактике и имеют вблизи Земли изотропное угловое распределение. Частицы с энергией $> 10^{18}$ эВ также могли быть рождены в нашей Галактике. В этом случае они летят практически по прямой, указывающей направление на космический объект в нашей Галактике, где они были ускорены до столь высокой энергии. Такие

частицы могли прийти и из межгалактического пространства. В последнем случае можно ожидать изотропии их пространственного распределения. Напомним (п. 1.4.4), что анизотропия экспериментально не обнаружена.

О природе частиц с энергией $10^{16 \div 17}$ эВ трудно что-либо сказать определенно. Таким образом, частицы с энергией менее 10^{15} эВ наверняка галактического происхождения, а частицы с энергией более 10^{18} эВ, вероятно, метагалактической природы, т.е. они рождены в радиогалактиках, активных галактиках, а возможно, в блазарах и в квазарах. Однако квазары – слишком отдаленные объекты, и чтобы появиться около Земли, рожденная в квазаре частица должна была бы пролететь в межгалактическом пространстве 10^{10} лет. За это время она, скорее всего, потеряла бы свою первоначальную энергию и не смогла бы войти в Галактику.

Поскольку подавляющая часть потока космических лучей вблизи Солнечной системы имеет энергию менее 10^{15} эВ, основной источник космических лучей в околоземном пространстве – это галактика *Млечный Путь* (наша Галактика).

3.2. Где ускоряются космические лучи в нашей Галактике?

Можно указать по крайней мере пять генераторов-ускорителей галактических космических лучей:

1. Сверхновые (СН): несколько различных механизмов ускорения.
 2. В межзвездном пространстве – ускорение частиц на движущихся магнитных облаках, являющихся замагниченной космической плазмой.
 3. Взрыв в центре Галактики, о чем свидетельствует сфероидалный фронт уплотнения звезд и межзвездного вещества на расстоянии $4 \div 5$ кпк от центра.
 4. Вспышки звезд типа Солнца.
 5. Красные карлики.
- Сверхновые – главный источник космических лучей. Это легко показать, привлекая изложенные выше энергетические

соображения. Если плотность энергии космических лучей в Галактике $\omega_{к.л} \sim 10^{-12}$ эрг/см³, то полная энергия, заключенная в космических лучах в объеме Галактики $V_{гал}$, составляет $W_{к.л} = \omega_{к.л} V_{гал}$. Считая, что Галактика вместе с гало имеет форму шара радиусом $R \sim 15$ кпк, объем и полная энергия космических лучей $W_{к.л}$ будут равны:

$$V_{гало+диск} = \frac{4}{3}\pi R^3 \approx 4(15 \text{ кпк})^3 = 10^{67} \text{ см}^3; \quad W_{к.л} = 10^{55} \text{ эрг.}$$

Если же считать, что космические лучи занимают лишь объем галактического диска (ГД) толщиной 400 пк, то $V_{гд} \sim 10^{65}$ см³ и полная энергия космических лучей составит 10^{53} эрг.

Вспышки СН наблюдаются примерно раз в 30 лет. В каждой вспышке выделяется энергия $\sim 10^{49 \div 50}$ эрг. Допустим, что доля энергии, превращающейся в космическое излучение, составляет 1%. Тогда за время существования Галактики ($5 \cdot 10^9$ лет) СН вполне смогут передать космическим лучам энергию $\sim 10^{55}$ эрг. Во всяком случае, цифры сходятся и как будто бы нет необходимости привлечения других источников.

Ускорение частиц может происходить в электрических полях. В космическом пространстве из-за высокой проводимости плазмы постоянных электрических полей нет. Однако электрические поля возникают при интенсивном движении замагниченных плазменных сгустков (выбросов плазмы, ударных фронтов и их остатков), при изменении конфигурации внешних магнитных полей, в которых находится турбулентная замагниченная плазма, при вращении магнитосфер и т.п. В этих полях и происходит ускорение частиц и, в принципе, энергия ускоренных частиц может достигать 10^{20} эВ.

Прежде чем перейти к детализации ускорительных механизмов, отметим, что практически всегда энергетические спектры ускоренных частиц будут иметь степенную зависимость от энергии или от магнитной жесткости.

Интересно отметить, что степенной спектр космического излучения вытекает из довольно общих соображений о равенстве плотности энергий: $\omega_{к.л} = \omega_H = \omega_{кин.энерг.межзвезд.газа}$. Плотность энергии реликтового излучения существенно меньше и здесь во

внимание не принимается. Суммарная плотность энергии всех видов в космическом пространстве

$$\omega_{tot} = 3\omega_{к.л} = 3\bar{E}N, \quad (3.5)$$

где \bar{E} и N – средняя энергия и плотность космических частиц. Изменение во времени плотности энергии $d\omega_{tot}$ связано с увеличением или уменьшением числа космических частиц dN и может быть записано как

$$d\omega_{tot} = \bar{E}dN. \quad (3.6)$$

С другой стороны,

$$d\omega_{tot} \equiv d(3\bar{E}N) = 3(d\bar{E} \cdot N + \bar{E} \cdot dN). \quad (3.7)$$

Отсюда следует, что

$$\begin{aligned} 3(d\bar{E} \cdot N + \bar{E}dN) &= \bar{E}dN, \\ 2\bar{E}dN &= -3Nd\bar{E}, \\ \frac{dN}{N} &= -3/2 \frac{d\bar{E}}{\bar{E}}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Решение дифференциального уравнения дает

$$\ln \frac{N}{N_0} = \ln \left(\frac{\bar{E}}{\bar{E}_0} \right)^{-3/2}. \quad (3.9)$$

Соответствующий интегральный спектр космических лучей имеет вид

$$N(> E) = AE^{-(\gamma-1)}, \quad (3.10)$$

Выражение для дифференциального энергетического спектра следующее:

$$\frac{dN(E)}{dE} = A'E^{-\gamma}. \quad (3.11)$$

Как видно, показатель дифференциального спектра равен 2, 5. Он близок к показателю спектра электронов, ответственных за синхротронное излучение, и потоков протонов и ядер в космических

лучах. Впервые подобное рассмотрение провел И. Сыроватский. В частности, он показал, что если приращение энергии пропорционально энергии частицы, то спектр частиц всегда будет степенным.

3.3. Механизмы ускорения космических лучей

Ниже будут рассмотрены следующие механизмы ускорения частиц:

1. Прямое механическое ускорение частиц при взрыве СН. Этот процесс “механического” ускорения (столкновения) представляет собой исключение из общего правила.

2. Механизмы Ферми:

2а. Нерегулярное ускорение при столкновениях с хаотически движущимися магнитными неоднородностями в космическом пространстве (механизм Ферми);

2б. Ускорение на движущемся ударном фронте расширяющейся оболочки СН (вариант механизма Ферми).

3. Ускорение на нейтронных звездах:

3а. Ускорение во вращающейся магнитосфере нейтронной звезды (пульсара);

3б. Ускорение при аккреции звездного ветра на вращающуюся нейтронную звезду, входящую в состав двойной системы.

3в. Ускорение на ударном фронте высокоскоростного плазменного потока пульсара (“пульсарного ветра”), сталкивающимся со встречным потоком звездного ветра массивной оптической звезды.

4. Ускорение на волнах в турбулентной плазме.

5. Ускорение на оптических звездах (Солнце, красные карлики и др.):

5а. Ускорение в перемыкающихся магнитных полях (процессы на Солнце).

5б. Коллективное ускорение (процессы на Солнце).

6. Ускорение в изменяющемся во времени магнитном поле. Бетатронный механизм ускорения (процессы в магнитосферах планет).

3.3.1. Прямое (механическое) ускорение частиц при взрыве СН

При взрыве СН оболочка звезды, содержащая практически все (в том числе и трансурановые) элементы таблицы Менделеева, с огромной скоростью $v = (10 \div 20) \cdot 10^3 \text{ км/с}$, т.е. $\sim 10^{-1}c$, распространяется в межзвездном пространстве. При таких скоростях кинетическая энергия, например, ядра железа достигает 10^8 эВ . Однако из-за адиабатического расширения частицы в большинстве своем замедляются, так что ускорение они испытывают лишь однократно и недолго. Относительно малая часть частиц, выброшенных в космическое пространство при взрыве, может ускоряться длительно, приобретая дополнительную энергию от расширяющейся оболочки. Это будет обсуждаться в следующем разделе.

3.3.2. Механизм ускорения Ферми

1. Общие черты двух вариантов ускорения частиц в рамках механизма Ферми.

В основе двух вариантов лежит многократное рассеяние быстрой космической частицы на безмагнитном или же замагниченном движущемся массивном ($M_{\text{об}} \gg M_{\text{част}}$) космическом объекте. Частица может рассеиваться на хаотически движущихся облаках относительно плотного газа или на регулярно движущемся ударном фронте типа оболочки Сверхновой. Хаотически движущиеся облака – это, как правило, остатки регулярных фронтов оболочек когда-то взорвавшихся Сверхновых.

а). Предположим, что в каждом акте столкновения частица приобретает энергию, пропорциональную первоначальной, т.е.

$$\Delta E = kE. \quad (3.12)$$

Тогда после n актов взаимодействия ее энергия

$$E_n = E_0(1 + k)^n. \quad (3.13)$$

Качественное рассмотрение процесса ускорения – как результат отдельных актов столкновений – показывает, что возможное число актов ускорения n должно быть пропорционально полному

времени ускорения $T_{\text{уск}}$ (т.е. времени пребывания частицы в зоне ускорения) и обратно пропорционально времени между двумя последовательными актами рассеяния-столкновения $T_{\text{цикл}}$;

$$n \sim \frac{T_{\text{уск}}}{T_{\text{цикл}}}. \quad (3.14)$$

Интегральный энергетический спектр ускоренных частиц и показатель энергетического спектра должны иметь вид

$$N(> E) \sim A \cdot E^{-(\gamma-1)}, \quad (3.15)$$

где

$$\gamma \sim \frac{1}{k}n. \quad (3.16)$$

Из выражений (3.15) и (3.16) видно, что чем меньше коэффициент k , тем больше значение показателя γ (более крутой спектр).

б). В процессе ускорения частица (ядро) пересекает облако или ударный фронт, которые передают ей каждый раз часть энергии своего движения. При этом частица не только приобретает энергию, но и теряет ее на ионизацию среды. Ядра, например, смогут ускоряться только тогда, когда ионизационные потери в одном акте ускорения будут меньше прироста энергии. Ускоряемые электроны, в дополнение к этому, будут терять энергию на тормозное и синхротронное излучение.

На рис. 3.2 представлены ионизационные потери частицы (кривая "потери") и прирост энергии k в процессе ускорения (прямая "ускорение") в зависимости от $\beta=(v/c)$. Из рис 3.2 видно, что ускорение эффективно, если коэффициент k имеет большую величину. Вообще же процесс ускорения начинается тогда, когда начальная энергия превышает некоторое пороговое значение, при котором прямая "ускорение" пересекает кривую ионизационных потерь "потери". Эта пороговая энергия получила название *энергии инжекции*. При ускорении электронов и позитронов в космическом пространстве критическую роль играют потери на синхротронное излучение, возрастающие квадратично в зависимости от энергии частиц. Когда потери на синхротронное

излучение сравниваются с приростом энергии, ускорение прекращается. Поэтому наряду с энергией инъекции для электронов и позитронов вводится дополнительная характеристика, связанная с потерями энергии при ускорении. Это *максимальная энергия ускорения*.

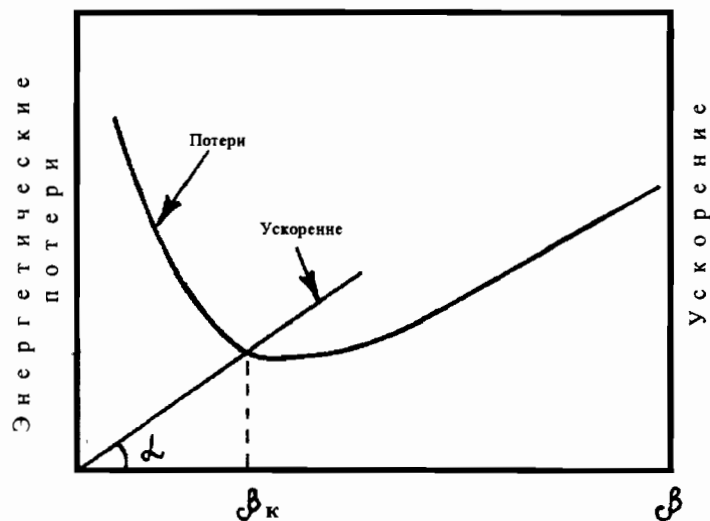


Рис. 3.2. Соотношение между ионизационными потерями (dE/dx) и регулярным ускорением ($k = \tan \alpha$). Энергия инъекции соответствует β_k

в). Формирование химического состава участвующих в процессе ускорения частиц связано с потенциалом ионизации атомов: чем меньше потенциал ионизации, тем легче атом ионизируется, вытягивается в процесс ускорения и превращения в космические частицы. Рис. 3.3 демонстрирует связь потенциала ионизации атома и химического состава космических лучей.

2. Ускорительный механизм Ферми второго порядка.

Механизм предложен Ферми в конце 40-х годов и потом назван механизмом Ферми второго порядка.

Рассмотрим теперь (рис. 3.4) более подробно нерегулярное ускорение, связанное с взаимодействием частиц с хаотически дви-

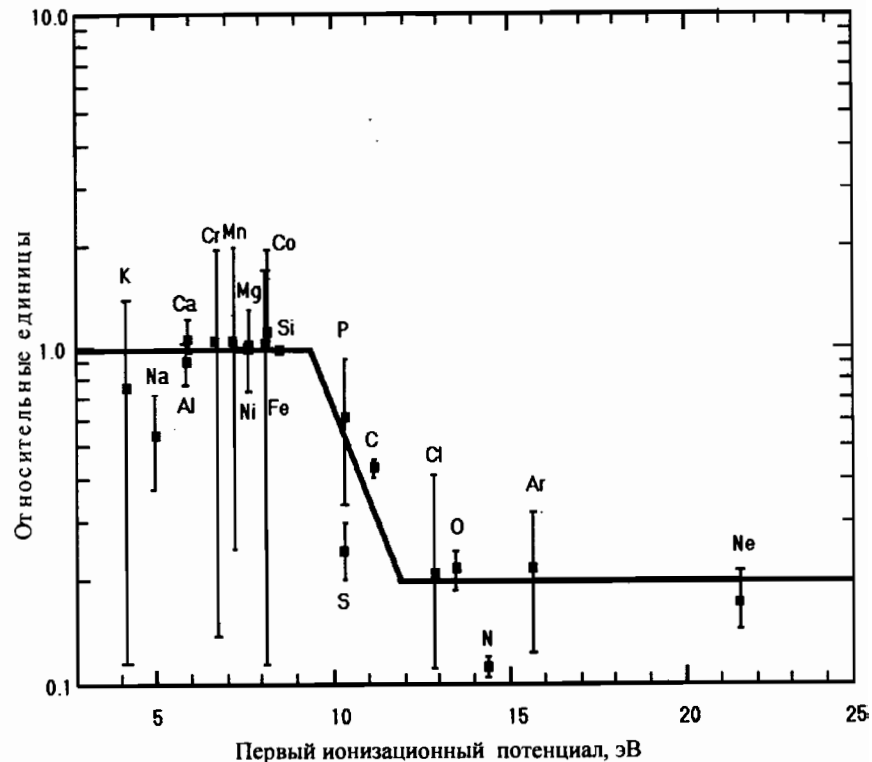


Рис. 3.3. Отношение химического состава к.л. к химическому составу Солнечной системы. (За единицу принято отношение для Si)

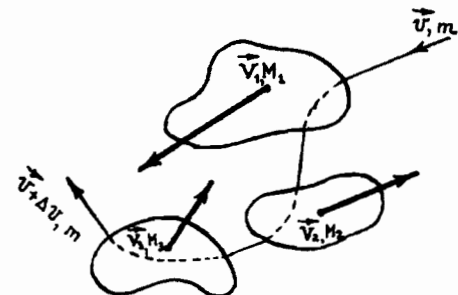


Рис. 3.4. Ускорение на магнитных облаках

жущимися замагниченными облаками. Частица, имеющая скорость \vec{v} (для упрощения разберем случай, когда $v \sim c$), сталкивается с облаком, имеющим скорость \vec{V} . Столкновение заканчивается отражением частицы от магнитного облака. Условие отражения состоит в том, что гирорадиус частицы меньше или равен размеру облака. В случае рассеяния на облаке без магнитного поля условие отражения означает, что пробег до рассеяния в облаке много меньше размеров облака. Относительное приращение энергии k при рассеянии будет зависеть от угла между \vec{v} и \vec{V} . Для лобового столкновения

$$k = \frac{V}{c}. \quad (3.17)$$

Для столкновения вдогонку

$$k = -\frac{V}{c}, \quad (3.18)$$

т.е. происходит замедление. При хаотическом движении облаков встречные столкновения происходят чаще, чем вдогонку. Вероятности столкновений соответственно равны $(v + V)/2v$ и $(v - V)/2v$. Поэтому частицы все-таки будут приобретать энергию, но среднее значение коэффициента

$$k = \left(\frac{V}{c}\right)^2. \quad (3.19)$$

Поскольку $(\frac{V}{c}) \ll 1$, ускорение идет очень малыми порциями.

Процесс ускорения частицы происходит, пока она находится в диске Галактики, где сосредоточена основная масса облаков, и длится $T_{\text{уск}}$ лет. Время одного цикла ускорения $T_{\text{цикл}}$ будет зависеть от длительности процесса рассеяния на облаке и времени пролета между облаками. Очевидно, что эти времена являются функциями многих параметров: плотности облаков в диске Галактики, размеров облаков, их скорости, их внутренней плотности, напряженности магнитного поля, скорости частицы и др. В принципе, определив время цикла $T_{\text{цикл}}$, коэффициент ускорения и время ускорения $T_{\text{уск}}$, можно оценить значение максимальной энергии и показатель энергетического спектра ускоренных

частиц. За 10^{6-7} лет частицы могут быть ускорены до $\sim 10^{15}$ эВ и иметь показатель энергетического спектра ~ 2 . Однако этот процесс ускорения очень медленный и существен только для релятивистских частиц. Он не способен обеспечить наблюдаемые интенсивности потоков космических частиц.

3. Ускорительный механизм Ферми первого порядка.

В этом варианте предполагается, что частица ускоряется на фронте ударной волны. Напомним, что ударный фронт возникает при движении волны со скоростью, превышающей скорость звука в среде. Непосредственно вблизи фронта возникает уплотнение среды, а за ним - разрежение. Скорость фронта может достигать десятых долей скорости света. Часто плазма во фронте замагничена и напряженность магнитного поля велика. При однократном лобовом столкновении с фронтом частица приобретает энергию $\Delta E \sim \frac{V}{c} E$. Из-за высокой скорости ударного фронта приращение будет существенно больше, чем в случае механизма Ферми второго порядка. После рассмотрения одиночного отражения встает вопрос: может ли реализоваться режим многократных встречных столкновений с облаком, обеспечивающий регулярное ускорение, пока существует фронт? Оказывается, это возможно и даже не в одном варианте.

Вариант первый. Частица из космического пространства сталкивается с фронтом "на встречных курсах" и проникает в более плотный слой, который представляет собой расширяющийся фронт (рис. 3.5). Здесь она рассеивается и отражается обратно, приобретая дополнительную энергию. Это происходит при выполнении условия - пробег до рассеяния меньше глубины фронта. Многие из таких частиц, получив добавочный импульс, вернуться в космическое пространство. Однако небольшая часть частиц из этого отраженного потока испытает рассеяние на межзвездном веществе, несколько уплотненном под воздействием приближающегося к нему фронта. Частица вновь направится навстречу фронту. Произойдет повторное столкновение частиц с фронтом на встречных направлениях. И все повторится сначала. Очевидно,

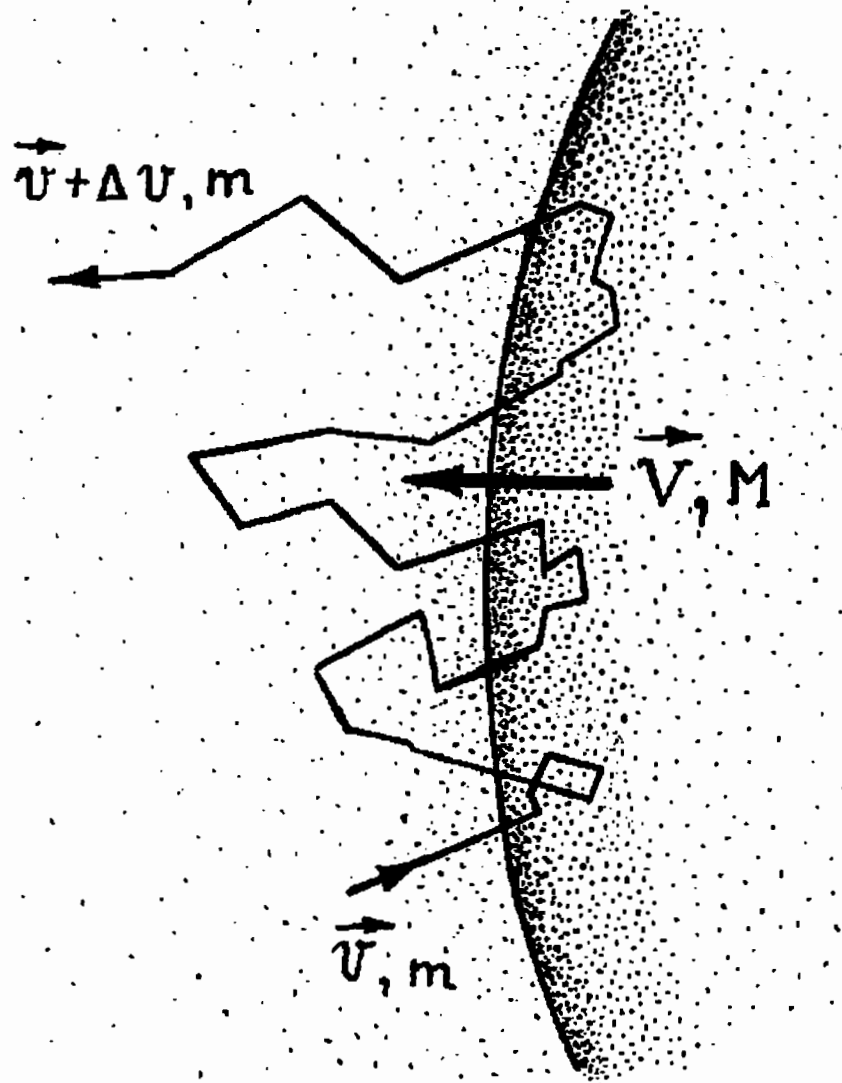


Рис. 3.5. Ускорение на движущемся ударном фронте

что в каждом описанном цикле энергия частицы будет возрастать на множитель $(1 + V/c)$. Однако число частиц, продолжающих участвовать в процессе регулярного ускорения, будет быстро сокращаться по мере роста их энергии.

Вариант второй. Если в достаточно большом объеме по обе стороны фронта имеется сильное магнитное поле с вектором напряженности, перпендикулярным к направлению движению фронта, то возникает возможность реализации многократного пересечения фронта частицами "туда и обратно", обеспечивающая вполне регулярное ускорение космических частиц. При этом должно выполняться условие: гирорадиус частицы внутри расширяющейся оболочки меньше глубины фронта (рис. 3.6).

Роль магнитного поля в этом варианте та же, что и в лабораторных циклических ускорителях заряженных частиц, где оно используется для возвращения частицы к ускоряющему элементу. В лабораторных ускорителях ускоряющий элемент – это электрическое поле в резонаторе, в космосе – это замагниченная плазма ударного фронта.

В случае, когда сам фронт движется в магнитном поле, возникает дополнительная ЭДС. Обозначим ее буквой ϵ :

$$\epsilon \sim VH/c. \quad (3.20)$$

Это приводит к ускорению частиц, но уже в плоскости фронта.

Регулярное ускорение на фронте ударной волны будет действовать до тех пор, пока выполняются условия возвращения частиц и будет существовать сама ударная волна.

Рассмотрим реальную ситуацию, возникающую при взрыве Сверхновой. Средняя скорость расширяющегося фронта, как указывалось выше, может достигать $V \sim 5 \cdot 10^8$ см/с, а сам фронт может распространяться, пока плотность среды внутри сферы за фронтом не сравняется с плотностью в межзвездной среде, т.е. $\rho \sim 1$ част./см³. Время распространения такой волны (т.е. время существования условий ускорения $T_{\text{уск}}$) может достигать $10^3 \div 10^4$ лет. В некоторых случаях такая волна может просуществовать до 10^5 лет. За это время радиус кривизны фронта достигнет ~ 5 пк. Значит, фронт становится практически плос-

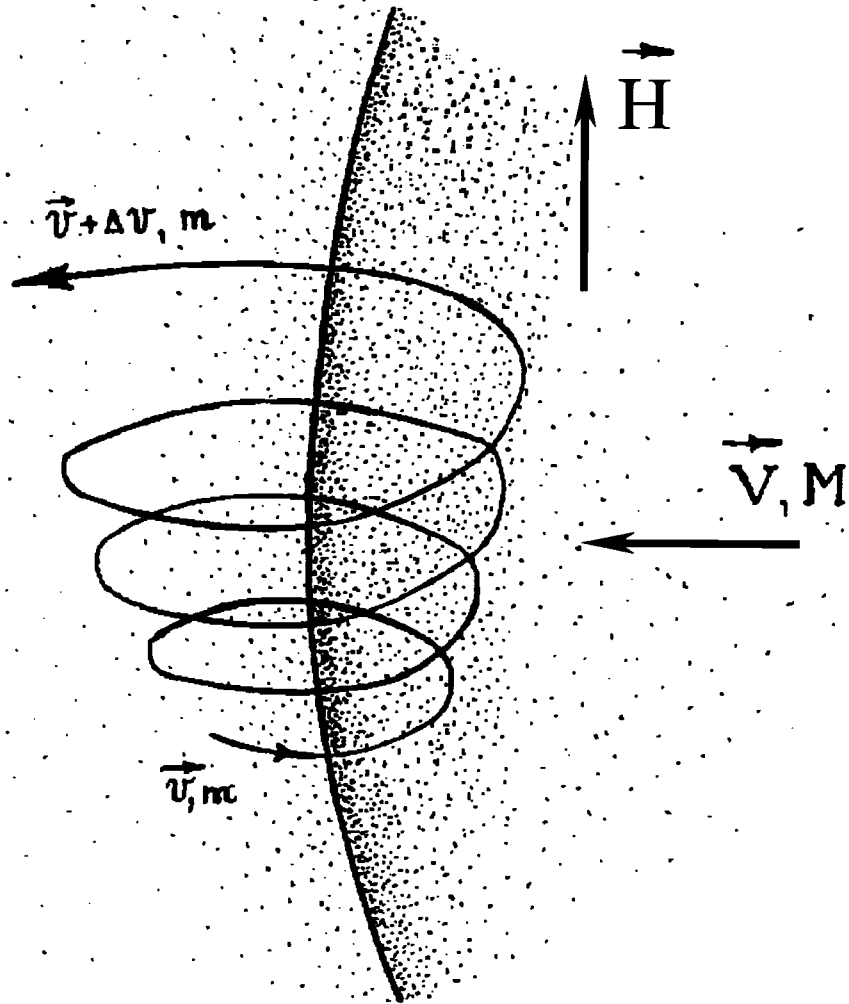


Рис. 3.6. Ускорение на ударном фронте в присутствии регулярного магнитного поля

ким. Максимальная энергия, которая может быть достигнута частицей, составляет

$$E_{\text{макс}} \sim \frac{ZeH}{c} M_{\text{фронт}} \cdot V^2 \cdot T_{\text{уск}}. \quad (3.21)$$

Если принять, что $T_{\text{уск}} \sim 10^3$ лет, $M_{\text{фронт}} \leq M_{\odot}$ и $H \sim 10^{-(5 \div 6)} \text{Э}$, $V \sim 0,1c$, то

$$E_{\text{макс}} \sim Z \cdot 10^4 \text{ ГэВ}. \quad (3.22)$$

Если же время существования фронта $\sim 10^5$ лет, то максимальная энергия может достигнуть $\sim 10^{15}$ эВ.

Синхротронные потери электронов в указанном выше магнитном поле оказываются незначительными вплоть до энергии ~ 100 ТэВ. Это означает, что в процесс ускорения на фронте ударной волны вовлекаются и электроны.

Ускорительный механизм Ферми первого порядка также формирует степенной энергетический спектр ускоренных частиц с показателем дифференциального спектра $\gamma \sim 2$.

Отметим, что сферическая центральная область нашей Галактики – остаток взрыва группы Сверхновых – является источником космических лучей. Механизм ускорения космических лучей в этой области, возможно, является таким, как описанный в этом разделе.

3.3.3. Ускорение на релятивистских объектах

1. Ускорение во вращающейся магнитосфере нейтронной звезды (пульсара).

Как уже было отмечено (разд. 2), возникшая на месте взрыва Сверхновой нейтронная звезда-пульсар, обладающая огромным угловым моментом, огромной угловой скоростью и чрезвычайно большим магнитным полем $\sim 10^{12}$ Гс, сама является мощным ускорителем частиц.

Нагретая до высоких температур поверхность нейтронной звезды в начальный период ее существования (~ 1000 лет) будет поставлять в магнитосферу весь набор ядер, возникших во взрыве СН. Эти ядра и электроны будут затем ускоряться, и часть из них

уйдет в межзвездное пространство, пополняя поток космических лучей.

Движение и ускорение частиц в магнитном поле пульсара имеют некоторые особенности.

а). В таком необычно большом магнитном поле заряженные частицы – в первую очередь электроны – движутся непосредственно вдоль магнитных силовых линий: гирорадиус практически равен нулю и синхротронное излучение отсутствует. С другой стороны, движение по изогнутой силовой линии соответствует движению с тангенциальным ускорением. Значит, появляются радиационные потери, т.е. частица излучает. Это излучение получило название *изгибного*.

б). На расстоянии $r_c \sim c/\Omega$, где Ω – угловая скорость нейтронной звезды, касательная скорость вращающейся магнитосферы достигает скорости света. Величину r_c называют *радиусом светового цилиндра*. За световым цилиндром магнитное поле представляет собой спиральную структуру, по силовым линиям которой и движутся ускоряемые частицы. Картина силовых линий, пересечение ими светового цилиндра и процессы ускорения видоизменяются в зависимости от взаимной ориентации магнитного момента и оси вращения пульсара. Например, когда магнитный момент и ось вращения нейтронной звезды совпадают, силовые линии выходят за световой цилиндр в верхней и нижней шапках пульсара (рис. 3.7).

Возникающая в области шапок электродвижущая сила

$$\epsilon \sim \frac{v}{c} H \quad (3.23)$$

будет ускорять частицы. Эффективно частицы будут ускоряться до расстояний, где еще действует значительная ЭДС. Это расстояние составляет $l \sim 10^5$ см. Соответственно, энергия частицы

$$E \sim Ze \epsilon l \sim 10^{16} \text{эВ}. \quad (3.24)$$

В специальных монографиях, посвященных ускорению во вращающихся магнитосферах, показано, что электрический

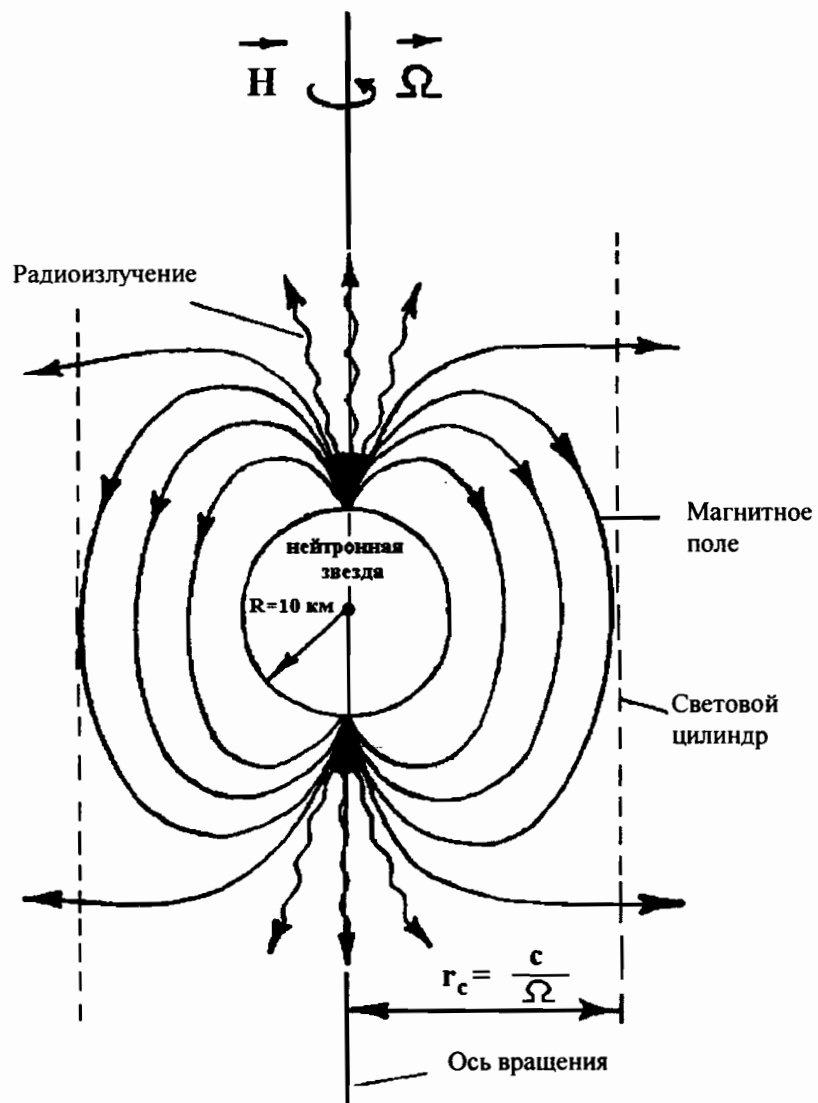


Рис. 3.7. Ускорение в полюсных "шапках" пульсара (r_c – радиус светового цилиндра)

потенциал поверхности нейтронной звезды

$$\phi_s \sim \frac{H_s \cdot \Omega^2 \cdot R_s^3}{c^2} \left(\frac{A}{Z} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.25)$$

где индекс s означает величины на поверхности нейтронной звезды, A – массовое число и Z – заряд ускоряемого ядра.

Полная энергия ускоренной частицы приблизительно равна ϕ_s . Нейтронная звезда эффективно ускоряет ядра железа, составляющие, к тому же, основной элемент на ее поверхности. За $\sim 10^3$ лет может быть выброшено в межзвездное пространство до 10^{38} ядер железа. В целом, за счет кинетической энергии своего вращения нейтронная звезда-пульсар способна ускорять частицы довольно длительное время (до 10^5 лет) хотя, как указывалось выше, наиболее эффективным ускорение является в течение первых нескольких тысячелетий. Вклад пульсара в общий поток космических лучей может быть существенным.

2. Ускорение при аккреции звездного ветра на вращающуюся нейтронную звезду.

Прежде всего отметим, что на нейтронную звезду (НЗ), так же, как и на черную дыру (ЧД), благодаря высокому гравитационному потенциалу (такие объекты называют *релятивистскими*), постоянно падает межзвездное вещество. В случае, когда релятивистский объект входит в состав двойной звездной системы, основу межзвездного газа составляет "звездный ветер", истекающий из звезды-компаньона релятивистского объекта.

Поскольку вещество обладает по отношению к НЗ и ЧД моментом количества движения, то падение происходит по сворачивающейся спирали. На некотором расстоянии от НЗ и ЧД падающее вещество концентрируется, образуя т.н. *аккреционный диск* (рис. 3.8). Аккреционный диск – это вращающаяся высокотемпературная плазма, в которой неизбежно возникает переменное движущееся магнитное поле, а следовательно, и ЭДС. Аккреционный диск имеет форму шайбы с внутренним и внешним диаметрами r и R соответственно. *Кеплерова скорость*, т.е. тангенциальная

скорость, в диске имеет величину

$$v_k(r) = \left(\frac{GM(R)}{R} \right)^{1/2}, \quad (3.26)$$

где $M(R)$ – масса кольца с наружным радиусом R . ЭДС будет равна

$$\epsilon(r) \sim \frac{v_k}{c} H. \quad (3.27)$$

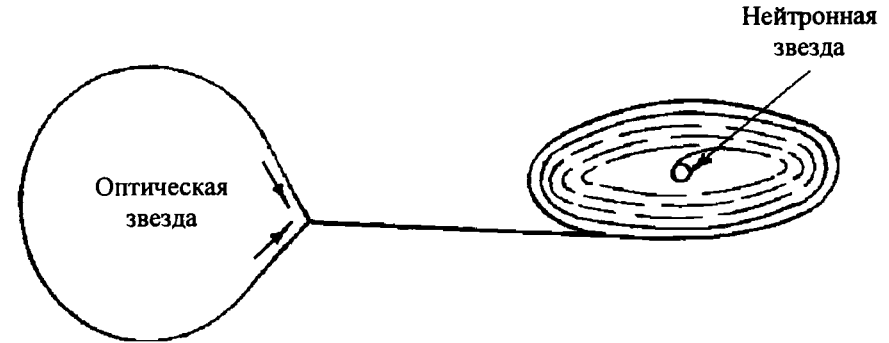


Рис. 3.8. Образование аккреционного диска при постепенном падении частиц с оптической звезды на черную дыру

Потенциал электрического поля дается выражением

$$\phi = \frac{1}{c} \int_r^R v_k(r) H_z(r) dr \sim M_{\text{рел.объекта}} \cdot H_s \cdot \ln \frac{R}{r}. \quad (3.28)$$

Подставляя значения массы релятивистского объекта, можно получить значения энергии ускоренных частиц. Для масс $\sim 2 \div 3M_{\odot}$ энергия частиц может быть $10^{12} \div 10^{13}$ эВ.

3. Ускорение на ударном фронте плазменного потока нейтронной звезды и звездного ветра.

Этот механизм подобен механизму Ферми для случая частиц, движущихся между двумя встречными ударными фронтами. Отметим, что в этом случае ускорение достаточно эффективно, но сама ситуация двух встречных фронтов встречается редко.

Из рассмотренных выше трех механизмов основным является первый.

3.3.4. Ускорение частиц в турбулентной плазме

В высокотемпературной турбулентной плазме присутствуют интенсивные волны многочисленных видов. Наибольшего внимания заслуживают ленгмюровские и альвеновские волны. Ленгмюровские волны продольные (появляются в турбулентной плазме без внешнего магнитного поля), их скорость

$$v_{\text{л}} \sim \sqrt{\rho_e}, \quad (3.29)$$

где ρ_e — плотность электронов в среде. На этих волнах частица ускоряется, если $v_{\text{л}}$ превышает скорость частицы $v_{\text{ч}}$. Частица замедляется, если $v_{\text{ч}}$ превышает скорость волн $v_{\text{л}}$.

Альвеновские волны поперечные. Они возникают в плазме, находящейся в магнитном поле, их скорость

$$v_{\text{а}} \approx \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (3.30)$$

где H — магнитное поле, ρ — плотность плазмы. И так же, как в первом случае, ускорение идет, когда $v_{\text{а}} > v_{\text{ч}}$.

Процесс ускорения на волнах в турбулентной плазме напоминает ускорение заряженных частиц в электрическом поле бегущей волны в волноводе линейного ускорителя. Ускорение частиц до высоких энергий происходит, если скорости волн близки к скорости света. Отметим, что ускорение частиц в турбулентной плазме широко распространенное явление: от пульсаров и атмосфер звезд до магнитосфер планет.

3.3.5. Ускорение на оптических звездах

1. Ускорение в перезаменяющихся магнитных полях.

Аннигиляция магнитного поля создает ЭДС, способную ускорять частицы до высоких энергий. Подобный механизм ускорения реализуется на Солнце, что и приводит к появлению протонов и электронов высокой энергии. Суть ускорения такова. Два близко расположенных источника (две соседних группы темных пятен) создают встречные потоки магнитного поля (рис. 3.9). В местах наибольшего сближения силовых линий противоположного направления может произойти их перезамена: участки одних линий "закорачиваются" на участки других. Магнитное поле между "лишними" магнитными силовыми линиями аннигилирует. Энергия магнитного поля переходит к возникшему электрическому полю, вдоль которого и происходит ускорение частиц. Энергия ускоренных в этом процессе частиц может достигать десятков ГэВ.

2. Коллективное ускорение.

Механизм коллективного ускорения был впервые предложен еще в пятидесятых годах выдающимся ученым академиком В.И. Векслером. Принцип достаточно прост. Пучок (сгусток) релятивистских электронов увлекает за собой протоны, которые приобретают скорость электронов и становятся релятивистскими. В лабораторных условиях это пока что реализовать не удалось, но при вспышках на Солнце это, возможно, происходит.

3.3.6. Бетатронный механизм ускорения

В космосе могут реализовываться условия, когда магнитное поле меняется (возрастает) со временем. В таком случае частицы, захваченные и удерживаемые этим полем, должны увеличивать свою энергию. При изменении поля возникает ЭДС, которая и обеспечивает необходимое ускорение частиц. При этом соотношение между импульсом частицы и напряженностью магнитного поля:

$$p_{\perp}^2 / H \sim \text{const.} \quad (3.31)$$

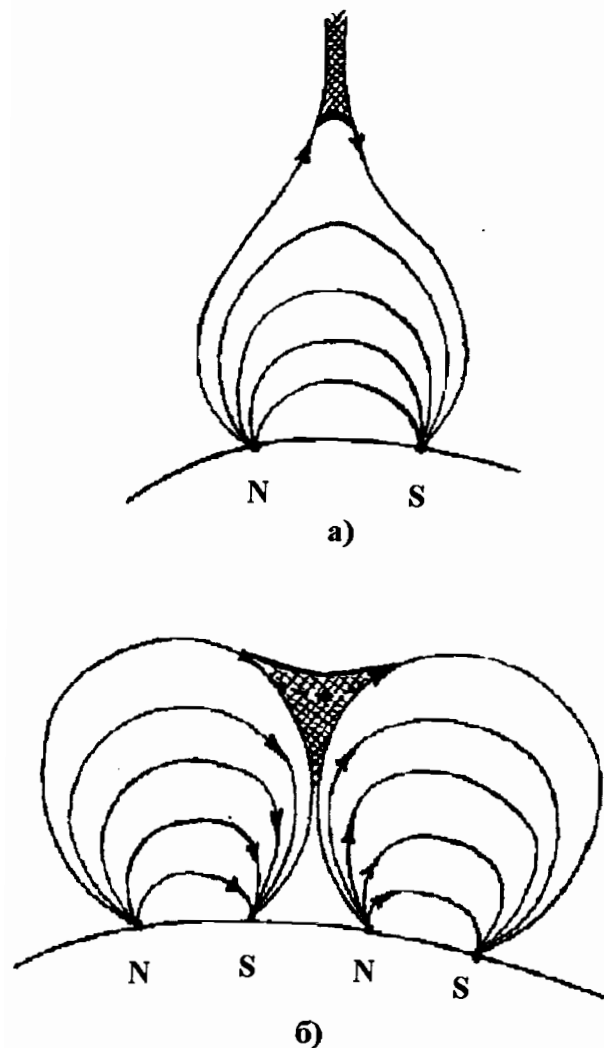


Рис. 3.9. Ускорение в местах аннигиляции (перезамыкания) силовых линий

Соотношение (3.31) называют первым адиабатическим инвариантом. Подобный процесс реализуется, например, в магнитосферах Земли и Юпитера.

3.4. Ускорение космических лучей в радиогалактиках и квазарах

Рассмотренные выше процессы ускорения имеют место и в радиогалактиках с той разницей, что наблюдаемое радиоизлучение, а значит, и потоки космических лучей возникают в процессах гораздо более крупных масштабов, например при взрывах или столкновениях галактик. Астрономы непосредственно наблюдают столкновения галактик в оптическом и радиодиапазонах. Столкновения носят "одноразовый", но весьма долговременный характер — их длительность достигает миллионов лет. Во многих случаях регистрируется сильное излучение от одиночных объектов без каких-либо признаков столкновений или взрывов. При этом основной радиосигнал приходит из центральной части радиогалактики. Подобное излучение исходит и от квазара (квазизвездного объекта) и от блазара, излучение которого лежит, в основном, в гамма-диапазоне и сопровождается два мощных потока релятивистских частиц, исходящих в противоположные стороны от центра объекта.

В настоящее время есть два наиболее распространенных предположения о природе радиоизлучения внегалактических источников. Первое — в центре далекой галактики находится гигантское вращающееся магнитное тело — магнитоид, он и ускоряет частицы подобно пульсару. Второе предположение отрицает наличие магнитоида, но полагает, что там есть гигантская "черная дыра". Рассмотрим обе эти возможности.

3.4.1. Предположение о магнитоиде

Исходя из светимости ядра галактики $L_{\text{рад}} \sim 10^{46-47}$ и переменности радиоизлучения, можно предположить, что магнитоид имеет следующие параметры:

$$M_{\text{маг}} \sim 10^8 \cdot M_{\odot}; \quad R_s \sim 10^{16} \text{ см}; \quad \Omega = 10^7 \text{ с}^{-1}; \quad H_s = 10^6 \text{ Э}. \quad (3.32)$$

Размер центральной части R_c определяют по временным вариациям излучения. Действительно, если время вариаций интенсивности составляет Δt , то размер области излучения равен произведению $\Delta t \cdot c$. Воспользуемся формулой (3.25) для определения потенциала $\phi_{\text{маг}}$. Подставив параметры магнитоида в выражение (3.25), получим, что энергия, до которой могут быть ускорены частицы, составляет $\sim 10^{20 \div 21}$ эВ.

3.4.2. Предположение о "черной дыре"

На черную дыру, находящуюся в центре галактики, непрерывно падает вещество. И, как мы отмечали в разделе 3.3.3, образуется гигантский аккреционный диск. Используя значения светимости квазаров и ядра Галактики, предполагая массу черной дыры равной массе магнитоида (3.32) и подставляя эти значения в формулу (3.28) для электрического поля, возникающего во вращающемся аккреционном диске, можно получить значение энергии ускоренных частиц, как и в случае магнитоида, $\sim 10^{20 \div 21}$ эВ.

3.5. Выводы

Завершая рассмотрение механизмов ускорения, подчеркнем следующее: механизм ускорения Ферми (первого и второго рода) приводит к формированию потока космических лучей со степенным спектром

$$\frac{N(E)}{dE} \sim E^{-\gamma}. \quad (3.33)$$

Механизмы, связанные с ускорением во вращающейся магнитосфере, бетатронный механизм, а также механизм перезамыкания магнитных силовых линий приводят к возникновению степенного спектра, но с зависимостью не от энергии, а от жесткости частицы:

$$\frac{N(\mathfrak{R})}{d\mathfrak{R}} \sim \mathfrak{R}^{-\gamma}, \quad (3.34).$$

Напомним, что для однозарядной релятивистской частицы жесткость и энергия совпадают. Спектры (3.33) и (3.34) совпадают тоже.

Однако экспериментальное значение показателя энергетического спектра $\gamma \sim (2,6 \div 2,7)$ при энергиях $E_{\text{к.л}} < 10^{15}$ эВ и $\gamma \sim 3$ при энергиях более $E_{\text{к.л}} > 10^{15}$ эВ лишь качественно совпадает со значениями γ , получаемыми в рассмотренных выше механизмах ускорения. Требуется дальнейшие исследования механизмов ускорения.

Рассмотренные выше процессы ускорения позволяют качественно объяснить перегибы в энергетическом спектре космических лучей: перегиб при энергии $\sim 10^{15}$ эВ, по-видимому, связан как с возможным изменением химического состава – увеличением содержания тяжелых элементов, так и с увеличением доли межгалактических космических лучей; перегиб при энергии $\sim 10^{18}$ эВ, скорее всего, связан с потоками межгалактических космических лучей. В ряде экспериментальных исследований зарегистрирован перегиб при энергии $\sim 10^{12}$ эВ. Утверждается также, что это связано с увеличением количества тяжелых ядер в составе космических лучей.

В таблице 3.1. представлены наиболее реальные источники космических лучей в Галактике и приведены энергии, до которых частицы могут быть в них ускорены.

Таблица 3.1

Источники космических лучей в Галактике

Тип объекта	Механизм ускорения частиц	Максимальная энергия
Сверхновые и объекты, возникающие в результате взрыва СН	ударный фронт, вращающаяся магнитофера (пульсар), аккреция	$E_{F_c} \sim 10^{15}$ эВ
		$E_{\text{с.р}} \sim 10^{16}$ эВ
		$E_p \sim 10^{14}$ эВ
вспыхивающие звезды	ударный фронт	$E_p \sim 10^{15}$ эВ
карликовые звезды, газовые облака	турбулентная плазма	$E_p \sim 10^{16}$ эВ

Из наблюдаемых потоков космических лучей следует, что полная мощность их генерации в галактических источниках должна составлять $\sim 5 \cdot 10^{40}$ эрг/с. В диапазонах энергии частиц $E > 10^{14}$ эВ, $E > 10^{15}$ эВ и $E > 10^{16}$ эВ источниками должна затрачиваться мощность $\sim 2 \cdot 10^{39}$ эрг/с, $2 \cdot 10^{38}$ эрг/с и $5 \cdot 10^{37}$ эрг/с соответственно. Такую мощность способны обеспечить около 30 действующих СН (ударные фронты) или несколько сотен аккрецирующих дисков, в центре которых находятся либо нейтронные звезды, либо "черные дыры". С другой стороны, эти потоки могут обеспечить два-три сверхмощных источника (двойных систем наподобие Лебедя X-3), где возникает ударный фронт "пульсарного ветра". В принципе, эту мощность может обеспечить и Центр Галактики. Однако, скорее всего, галактические космические лучи – это результат действия всех выше рассмотренных источников.

4. Прохождение космических лучей через межзвездное пространство

4.1. Характеристики межзвездного пространства

Химический состав и энергетический спектр космических лучей, сформированных и ускоренных в астрофизических объектах, при распространении в Галактике существенно изменяются в результате взаимодействия с межзвездным веществом и магнитными полями. Поэтому начнем с рассмотрения характеристик межзвездного пространства.

4.1.1. Структура Галактики *Млечный Путь*

В первом приближении Галактика – это шар диаметром 30 кпк. Основная масса вещества, состоящая из звезд и межзвездного газа, сгруппирована в плоском вращающемся диске толщиной $300 \div 400$ пк со спиральной структурой. В его центральной части имеется шарообразное утолщение радиусом $4 \div 5$ кпк. Значительная часть звездного "населения" сосредоточена в спиральных рукавах, исходящих из центральной шарообразной части. Солнечная система находится на расстоянии 8,5 кпк от центра Галактики и совершает один оборот вокруг него за ~ 250 млн лет. По обе стороны диска простираются гало и корона, шаровые скопления, состоящие, в основном, из старых звезд малой светимости (рис. 3.1 и 4.1).

В Галактике имеются $\sim 10^{11}$ звезд и межзвездный газ, на который приходится только два процента от общей массы Галактики равной $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Средняя плотность межзвездного газа в диске составляет ~ 1 част./см³. В межзвездном пространстве больше всего облаков водорода в различных агрегатных состояниях: в молекулярном (H₂), в атомарном (H I) и в ионизованном (H II). Преобладают атомарный и молекулярный водород. Ионизованный водород находится вблизи горячих звезд спектральных классов В и А. Кроме свободного водорода, есть простые и сложные водородосодержащие молекулы. Есть в межзвездном пространстве и пыль. Газ в гало имеет плотность 10^{-2} част./см³. Это нагретая

до высоких температур плазма, попавшая в гало в результате диффузии и конвекции. Галактика обладает магнитным полем: $3 \cdot 10^{-6}$ Гс в диске и $\sim 10^{-7}$ Гс в гало.

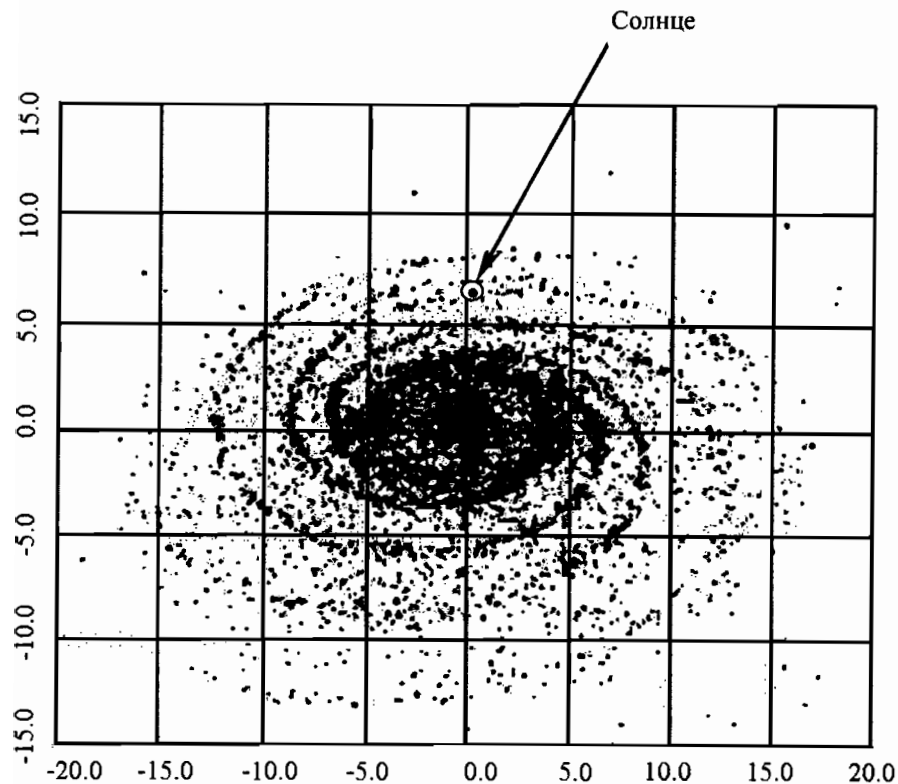


Рис. 4.1. "Вид" нашей Галактики в ИК-лучах из *Большого Магелланова Облака* (БМО). Компьютерно-синтезированный "снимок", 250000 источников (данные IRAS). Цифры по осям координат – градусы на небесной сфере БМО

4.2. Общая картина прохождения космических лучей через межзвездное пространство

Распространение к.л. в межзвездном пространстве определяется их зарядом и энергией, а также свойствами межзвездной

среды. На подходе к Солнечной системе энергетический спектр и химический состав космических лучей будут отличаться от того, какими они были в источниках. Наша цель – рассмотреть процесс распространения космических лучей в Галактике, чтобы в дальнейшем получать информацию об источниках космических лучей и о межзвездной среде на основе прямых измерений потоков космических лучей вблизи Земли.

4.2.1. Время жизни ядерной составляющей космических лучей

Прежде всего оценим время жизни ядерной составляющей космических лучей. Если считать, что частицы движутся по прямой и их основная масса рождается в центре Галактики, то минимальное время жизни космических лучей, регистрируемых вблизи Земли, составит

$$T_{\text{к.л.мин}} = R/v = 2,6 \cdot 10^4 \text{ лет}, \quad (4.1)$$

где R – расстояние до центра Галактики, v – скорость частицы, приблизительно равная c .

С другой стороны, можно предположить, что космические лучи не выходят из Галактики, а блуждают по всему ее объему, пока не провзаимодействуют с межзвездным газом и, потеряв значительную часть своей энергии, перестанут быть космическими лучами. В этом случае выражение для максимального времени жизни космических лучей имеет вид

$$T_{\text{к.л.макс}} = 1/(\rho v \sigma) \sim 10^9 \text{ лет}, \quad (4.2)$$

где ρ – плотность межзвездной среды, σ – сечение ядерного взаимодействия. В расчете использовалось значение $\rho \sim 1$ част./см³, справедливое для диска Галактики. В случае же движения частиц только в пределах гало, где $\rho \sim 10^{-2}$ част./см³, время жизни 10^{11} лет, что больше возраста Метагалактики! Ясно, что максимальное время жизни в гало никак не может быть более 10^{10} лет.

Минимальное время жизни электронов такое же, как для ядер. Максимальное время жизни электронов определяется синхротронными потерями и поэтому зависит от напряженности магнитного

поля

$$T_{\text{к-л макс}} \sim H^{-2} \cdot E^{-2}. \quad (4.3)$$

Для электронов, проводящих значительную часть времени в диске или в гало, $T_{\text{к-л макс}}$ составляет соответственно 10^6 и 10^7 лет.

Минимальное и максимальное значения времени существования космических лучей исключают возможность существования в составе космических лучей короткоживущих частиц или радиоактивных ядер, время жизни которых $\tau = \tau_0(E/mc^2)$ меньше, чем $T_{\text{мин}}$. Здесь τ_0 — время жизни в состоянии покоя. С другой стороны, имеет смысл рассматривать только такие распады, периоды которых менее $T_{\text{к-л макс}}$, так как $T_{\text{к-л макс}}$ уже близко к абсолютному пределу — времени жизни Метагалактики.

4.2.2. Общее уравнение переноса для космических лучей

Перейдем теперь к процессам, определяющим “жизнь и смерть” ядерной компоненты космических лучей в Галактике, т.е. напишем общее уравнение переноса для космических лучей. Уравнение переноса позволяет определить плотность частиц с определенными энергией и зарядом в любом месте пространства и в любой момент времени. Это дифференциальное уравнение, в которое входят члены, связанные с возникновением рассматриваемых частиц и с их потерей. Источники частиц можно разбить на две группы. Первая — источники, где непосредственно происходит ускорение. Прежде всего — это СН и их остатки. Обозначим плотность первичных источников через

$$Q_i(E, r, t). \quad (4.4)$$

Здесь E — энергия частиц, r — пространственные координаты источников, t — время, i — тип рассматриваемой космической частицы (например, протон, α -частица, электрон). Напомним, что практически все первичные энергетические спектры подчиняются степенному закону.

Вторая группа источников — это процессы рождения частиц непосредственно в межзвездном пространстве. К таким процессам относятся фрагментация, радиоактивный распад и аннигиляция.

Существенную роль играет первый. В межзвездном пространстве ядра сталкиваются с межзвездным газом. В результате происходит развал первичных ядер, а значит, и рождение новых частиц. Процесс фрагментации — основной вторичный механизм генерации ядер в межзвездном космическом пространстве. Фрагменты могут быть любыми ядрами от самых легких (водорода и гелия) до ядер, лишь ненамного отличающихся по заряду от первичного ядра. Благодаря фрагментации, в потоке космических лучей появляются ядра, которые либо практически не возникают в реакциях звездного ядерного синтеза, либо быстро сгорают в этих реакциях. Таковы ядра Li, Be, B (группа легких ядер — L-группа), а также Se, Ti и V. Линии этих ядер не видны ни в спектре излучения Солнца, ни в спектрах других звезд. При фрагментации энергия, приходившаяся на нуклон первичного ядра, остается такой же в расчете на нуклон фрагмента. Поэтому фрагменты являются высокоэнергичными космическими частицами с энергетическим спектром, присущим первичным частицам.

Для количественной характеристики процессов фрагментации используется параметр фрагментации P_{ij} , являющийся предметом специального изучения на ускорителях. Он означает долю фрагментов i , рожденных в одном столкновении j -й частицы. Так, например, при столкновении ядра с зарядом $Z \geq 10$ с ядрами химических элементов воздуха, в среднем, рождается около 1,3 α -частиц и около $\sim 0,26$ ядер типа Li, Be, B. Наиболее распространенными в космических лучах, после водорода и гелия, являются ядра C, N, O (группа средних ядер — M-ядра) и Fe (одно из тяжелых ядер, — H-ядер). Химическим элементом, с которым эти ядра сталкиваются в межзвездном пространстве, является водород. Поперечное сечение столкновения C, N, O и Fe с водородом $\sim 10^{-2}$ барн. Поэтому параметр фрагментации в межзвездном пространстве несколько отличается от случая в воздухе и составляет ~ 1 для рождения α -частиц и 0,24 для рождения ядер группы L. Но в любом случае мы видим, что в космическом пространстве в процессе фрагментации рождаются Li, Be, B. Еще раз подчеркнем, что легкие ядра являются специфической составляющей космических лучей.

В уравнении переноса член, ответственный за появление ядер в результате фрагментации, может быть записан следующим образом:

$$\sum_{j>i} P_{ij} \frac{N_j}{T_{j\alpha}}, \quad (4.5)$$

где P_{ij} – параметр фрагментации, N_j – плотность ядер j -го типа, а $T_{j\alpha}$ – время жизни j -х ядер до ядерного взаимодействия. Заметим, что сечение рождения i -го элемента в процессе фрагментации

$$\sigma_{ij} \sim P_{ij}/T_{j\alpha}, \quad (4.6)$$

Член в уравнении переноса, представляющий радиоактивный распад, имеет вид

$$N_k/\tau_{k \rightarrow i}, \quad (4.7)$$

где $\tau_{k \rightarrow i}$ – период полураспада k -го радиоактивного ядра с образованием i -го ядра.

Таким образом, первую часть уравнения переноса, связанную с генерацией частиц, можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial N_i(E, r, t)}{\partial t} = Q_i(E, r, t) + \sum_{j>i} P_{ij} \frac{N_j(E, r, t)}{T_j} + \frac{N_k(E, r, t)}{\tau_{k \rightarrow i}}. \quad (4.8)$$

Теперь перейдем к потерям. Потери частиц обусловлены как их ядерными взаимодействиями, так и радиоактивным распадом. Оба эти процесса приводят к одноразовой полной потере первичных частиц определенного вида и данной энергии. В уравнении переноса эти процессы представлены членами

$$N_i/T_{i\alpha}, \quad (4.9)$$

и

$$N_i/\tau_i. \quad (4.10)$$

Наряду с этим, существуют и механизмы постепенных потерь частиц (потерь малыми порциями). Это – ионизационные потери, диффузия и конвекция. Если ионизационные потери сводятся к уходу частиц из их начальной группы по энергии, то диффузия и

конвекция – к уходу из начальной группы по пространственным координатам.

Член энергетических потерь имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial E} (b_i N_i). \quad (4.11)$$

Здесь b_i – функция ионизационных потерь.

Диффузионный член можно записать следующим образом:

$$\nabla(D_i \nabla N_i), \quad (4.12)$$

где D_i – коэффициент диффузии, причем в общем случае

$$D_i = \frac{\ell v_i}{3}, \quad (4.13)$$

где ℓ – расстояние между рассеивающими центрами (т.е. магнитными неоднородностями в межзвездной среде, изменяющими траектории частиц), а v_i – скорость частиц. Если, например, за время T_i частицы покидают область своей первоначальной локализации размером L , то

$$D_i \sim \frac{L^2}{T_i}. \quad (4.14)$$

Это соотношение диффузии и времени жизни частиц позволяет по известному коэффициенту D_i легко определить время жизни T_i , и наоборот.

Введем конвекционный член

$$\nabla \vec{u} N_i, \quad (4.15)$$

где \vec{u} – направленная скорость перемещения частиц. По определению, конвекция – перемещение вещества под действием гравитационных сил или расширения занимаемого частицами объема, вызванного нагревом.

Уравнение переноса в принятом нами приближении выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = Q_i + \sum_{j>i} P_{ij} \frac{N_j}{T_j} + \frac{N_k}{\tau_k} - \frac{N_i}{T_i} - \frac{N_i}{\tau_i} - \frac{\partial}{\partial E} (b_i N_i) - \nabla(D_i \nabla N_i) - \nabla \vec{u} N_i. \quad (4.16)$$

В уравнении (4.16) не учтены процессы ускорения частиц во время их пролета в космическом пространстве. Такое приближение вполне оправдано, поскольку ускорение на хаотически распределенных магнитных облаках (механизм Ферми второго рода) производит лишь очень малый эффект, а случайное попадание частицы в окрестность Сверхновой, где как раз в это время существует интенсивный ударный фронт, весьма маловероятно (слишком мал объем оболочки СН по сравнению со всем объемом Галактики).

4.3. Решение уравнения переноса. Время жизни и химический состав космических лучей

Решить уравнение переноса в полном виде практически невозможно, так как недостаточно хорошо известны многие коэффициенты, например, коэффициент диффузии. Поэтому, как это принято, попробуем упростить уравнение, исключив из него члены, которые, судя по всему, имеют второстепенное значение. Кроме того, можно привлечь дополнительную информацию по результатам экспериментальных исследований характеристик потоков космических лучей вблизи Земли. Этими экспериментальными характеристиками являются: энергетический спектр, химический состав и анизотропия углового распределения. Очевидно, что истинный результат распространения космических лучей в межзвездном пространстве в значительной степени искажается при прохождении космических лучей через магнитное поле Солнца (т.н. *солнечная модуляция*), магнитное поле Земли и земную атмосферу. Особенно сильно потоки первичного космического излучения трансформируются при прохождении через земную атмосферу. Ниже мы детально рассмотрим влияние на потоки галактического космического излучения магнитного поля в гелиосфере и в магнитосфере Земли, а также особенности прохождения космических частиц через атмосферу. Теперь же отметим, что для исключения влияния околоземных факторов нужно, во-первых, использовать экспериментальные данные, полученные за пределами атмосферы, т.е. с помощью аппаратуры, установленной на борту высотных аэростатов и космических аппара-

тов. Во-вторых, нужно рассматривать космические частицы с энергией свыше нескольких миллиардов электронвольт на нуклон. Для таких частиц солнечная модуляция практически отсутствует.

4.3.1. Однородная модель распространения космических лучей в межзвездном пространстве

Рассмотрение уравнения переноса начнем с наиболее простого и довольно грубого приближения, называемого *однородной моделью* распространения космических лучей в межзвездном пространстве.

Как правило, модель рассматривают для стационарного случая. В этой модели делаются следующие допущения:

- 1) источники космических лучей стационарны и распределены равномерно по всему диску Галактики;
- 2) космические лучи распределены изотропно;
- 3) радиоактивным распадом можно пренебречь;
- 4) энергетические потери отсутствуют (для релятивистских частиц ионизационные потери невелики);
- 5) диффузия отсутствует;
- 6) конвекция отсутствует;
- 7) потоки космического излучения трансформируются лишь за счет фрагментации (дополнительное рождение) и ядерных столкновений (исчезновение).

При этих предположениях уравнение (4.16) принимает вид

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = Q_i + \sum_{ij} P_{ij} \frac{N_j}{T_{jz}} - \frac{N_i}{T_{iz}}. \quad (4.17)$$

Для стационарного случая

$$\partial N_i / \partial t \sim 0.$$

Рассмотрим сначала уравнение (4.17) для случая легких ядер Li, Be, B. Ядра группы L не ускоряются при вспышках и в остатках Сверхновых. Значит, $Q_i = 0$. Однако как видно из рис. 1.2

и рис. 2.4, их относительное содержание (распространенность) в космических лучах в 10^6 раз выше, чем в звездах. Это означает, что они возникают, в основном, в процессе фрагментации при распространении космических лучей в межзвездном пространстве. Тогда в уравнении (4.17) остаются только два члена: один из них связан с появлением частиц за счет фрагментации, а другой описывает исчезновение частиц в процессе ядерного взаимодействия:

$$\sum_{ij} P_{ij} \frac{N_j}{T_{j\alpha}} - \frac{N_i}{T_{i\alpha}} = 0. \quad (4.18)$$

Если использовать экспериментальные данные о потоке какого-либо из легких элементов, полученные в окрестности Земли, и эффективное сечение фрагментации $\sigma_{ij} = P_{ij}/T_{j\alpha}$, измеренное на ускорителях, то из уравнения (4.18) можно определить среднее время жизни ядер $T_{i\alpha}$. Это время жизни не только группы легких ядер, но и тех ядер, которые непосредственно генерируются и ускоряются в источниках космических лучей, т.е. среднее время жизни космических лучей.

Решение уравнения (4.18) дает значение времени жизни космических лучей $T_{к.л.} \sim 10^6$ лет. За это время космические лучи проходят в межзвездном пространстве путь

$$x = \rho \cdot v \cdot T_{к.л.}, \quad \text{г/см}^2, \quad (4.19)$$

где ρ — средняя плотность межзвездного газа, равная ~ 1 част./см³, v — скорость космических частиц, близкая к скорости света. Для этих значений ρ , v , $T_{к.л.}$ толщина вещества, проходимая частицей, составит в среднем $(5 \div 10)$ г/см². При прохождении такого количества вещества процесс фрагментации первичных космических лучей с последующим взаимодействием вторичных частиц создадут наблюдаемый вблизи Земли поток ядер группы Li, Be, B.

Теперь можно воспользоваться уравнением (4.17), чтобы определить мощность источников первичного космического излучения Q_i (например, протонов). Если подставить в (4.17) время жизни космических лучей $T_{к.л.} \sim 10^6$ лет, то величина Q_i оказывается очень большой. Этому значению не могут обеспечить даже все

известные источники вместе взятые, включая Сверхновые. Напомним, что эту проблему мы уже обсудили выше и нашли, что СН могли бы обеспечить наблюдаемый поток космических частиц при выполнении трех условий:

- 1) в среднем не менее одного взрыва СН в Галактике в каждые $30 \div 50$ лет;
- 2) среднее энерговыделение взрыва, трансформируемое в космические лучи, порядка 10^{50} эрг;
- 3) время жизни космических лучей порядка 10^8 лет.

Эти условия невыполнимы, и мы приходим к заключению, что однородная модель слишком далека от действительности.

4.3.2. Модели с учетом диффузии

В поисках более адекватной модели можно попробовать учесть диффузию (вытекание) космических лучей в гало, где они могут просуществовать гораздо дольше из-за меньшей на два порядка величины плотности газа, чем в диске Галактики. Гало выступает в роли резервуара, хранящего космические лучи.

Простейшая из модифицированных моделей, учитывающих диффузионные процессы, получила название leaky box model, т.е. модель "дырявый ящик". В этой модели уравнение (4.16) имеет следующий вид:

$$\frac{dN_i}{dt} = Q_i + \sum_{ij} P_{ij} \frac{N_j}{T_{j\alpha}} - \frac{N_i}{T_{i\alpha}} - \frac{N_i}{\tau_i} - \frac{N_i}{T_{i\text{источ}}}, \quad (4.20)$$

где $T_{i\text{источ}}$ — среднее время жизни частиц до ухода из диска. Последний член в правой части уравнения (4.20) эквивалентен диффузионному члену уравнения (4.16). Нередко вместо среднего времени жизни до того или иного события используют средний пробег ℓ с индексом, обозначающим принадлежность пробега к определенному процессу. Тогда для случая стационарного процесса $dN_i/dt = 0$ уравнение переноса в модели leaky box принимает вид

$$Q_i + \sum_{j>i} P_{ij} \frac{N_j}{T_j} - \frac{N_i}{t_{i\alpha}} - \frac{N_i}{\ell_{i\text{распад}}} - \frac{N_i}{\ell_{i\text{источ}}} = 0. \quad (4.21)$$

Ионизационные потери релятивистских космических частиц малы и соответствующий член в уравнениях (4.20) и (4.21) не добавляется.

Напишем уравнение (4.21) для ядер легкой группы L . Примем, как и раньше, $Q_i = 0$. В этом уравнении есть два неизвестных: время жизни $T_{i\alpha}$ и $T_{i\text{истеч}}$. Если принять, как истинное, время жизни $T_{i\alpha} \sim 10^8$ лет, то можно будет вычислить время истечения $T_{i\text{истеч}}$, которое оказывается равным $\sim 10^6$ лет. После этого можно подставить в соотношение (4.14) вычисленное время истечения $T_{i\text{истеч}}$ и характерный размер диска Галактики $L \sim 10$ кпк. В результате получаем коэффициент диффузии $D \sim 10^{28} \text{ см}^2/\text{с}$.

Отметим, что хотя наше рассмотрение и расчеты носят качественный характер, они достаточно хорошо описывают следующую картину распространения космических лучей в Галактике.

Космические лучи возникают (рождаются и ускоряются), в основном, на ударных фронтах Сверхновых и во вращающихся магнитосферах нейтронных звезд (пульсаров). При этом на ударных фронтах ускоряются не только частицы, выброшенные во время взрыва СН, а также и те, что заполняли до взрыва ближайшее межзвездное пространство. В частности, это могут быть частицы, принесенные звездным ветром с ближайших звезд. Функционирование ускорительных механизмов длится от 10^4 до 10^5 лет. За это время частицы становятся космическими лучами в полном смысле слова. В дальнейшем они распространяются по всему объему галактического диска, а затем за время порядка миллиона лет переходят в гало, где и проводят большую часть своей жизни, т.е. около 10^8 лет. Их пробег в гало составляет значительную часть от тех самых $5 \div 10 \text{ г/см}^2$. Наряду с первичными, в космических лучах появляются продукты фрагментации — легкие ядра типа Li , Be , B и более тяжелые ядра типа Se , Ti , V . Магнитное поле гало небольшое ($\leq 10^{-7} \text{ Гс}$), но все-таки препятствует выходу космических лучей в межгалактическое пространство. Затем вышедшие в гало частицы снова проникают в галактический диск. Те из них, которые достигают Солнечной системы, имеют изотропное угловое распределение, установившийся химический состав и энергетический спектр, близкий по виду

к первоначальному.

4.4. Уравнение переноса для электронов и позитронов

Рассмотрим теперь распространение в межзвездном пространстве электронов и позитронов.

4.4.1. Особенности электронно-позитронной компоненты космических лучей

Электронно-позитронная компонента космических лучей имеет три главных отличительных особенности:

1. Генерация электронов и позитронов, как космических частиц, может происходить в источниках, перечисленных выше. Однако, большие потери на синхротронное излучение в межзвездном пространстве сильно снижают поток ускоренных электронов и позитронов в межзвездном пространстве. В космическом излучении их почти в 100 раз меньше, чем ядер. К тому же в источниках ускоряются, в основном, электроны. Ускоренных "первичных" позитронов мало.

2. Электроны и позитроны появляются также и в результате β -распада возбужденных космических ядер и пионов, возникающих в сильных взаимодействиях космических лучей (нуклонной составляющей) при распространении в межзвездном пространстве. Важно то, что генерируется приблизительно одинаковое число отрицательных и положительных пионов и, следовательно, — одинаковое число e^- и e^+ . (Распад нейтральных пионов создает поток высокоэнергичного гамма-излучения.) Это позволяет, измеряя отношение $e^+/(e^+ + e^-)$, определить пробег космических ядер до взаимодействия, т.е. уже упоминавшуюся величину x .

3. Основными процессами поглощения электронов и позитронов являются взаимодействие с низкочастотным электромагнитным излучением (реликтовым, радио- и т.д.) и синхротронные потери. Этот член является определяющим и пренебрегать им нельзя.

Таким образом, в однородной модели космических лучей уравнение переноса для электронно-позитронной компоненты будет

иметь вид:

$$0 = Q_e + \sum_i K_i \frac{N_i}{T_{i\kappa}} + \frac{N_i}{\tau_{i\text{расп}}} - \frac{\partial(b_e N_e)}{\partial E}, \quad (4.22)$$

где Q_e – плотность источников первичных электронов (позитронов в источниках практически нет), K_i – коэффициент множественного рождения пионов в ядерном взаимодействии космических ядер, b_e – потери при обратном эффекте Комптона на реликтовом излучении и синхротронные потери. Величина

$$b_e \sim \left(\omega_{ph} + \frac{H^2}{8\pi}\right) E_e^2, \quad (4.23)$$

где ω_{ph} – плотность энергии реликтового излучения, $\frac{H^2}{8\pi}$ – плотность энергии магнитного поля и E_e – энергия электрона или позитрона. Таким образом,

$$b_e = \alpha E_e^2, \quad (4.24)$$

где α – коэффициент пропорциональности.

Выражение переноса в модели leaky box будет иметь вид:

$$0 = Q_e + \sum_i K_i \frac{N_i}{T_{i\kappa}} + \frac{N_i}{\tau_{i\text{расп}}} - \frac{\partial(\alpha E_e^2 N_e)}{\partial E} - \frac{N_{e\pm}}{T_{\text{источ}}}. \quad (4.25)$$

4.4.2. Время жизни и коэффициент диффузии электронов и позитронов

На основе рассуждений, аналогичных приведенным выше для космических ядер, можно определить время жизни и коэффициент диффузии электронов и позитронов. С этой целью нужно привлечь экспериментальные данные по прямым измерениям потоков e^+ и e^- вблизи Земли и синхротронного излучения, создаваемого электронами в диске и гало Галактики. Кроме того, роль легких ядер группы Li, Be, B в уравнении (4.25) играют позитроны – вторичные частицы. Решение уравнения (4.25) дает, что в диске время жизни электронов и позитронов $\sim 10^6$ лет, время

пребывания в гало $T_{\text{эл}} \sim (2 \div 8) \cdot 10^8$ лет. Коэффициент диффузии $D \sim 10^{29}$ см²/с.

Отметим, что решение уравнения (4.25) можно проводить в двух крайних случаях: когда энергия частиц много меньше или много больше некоторой критической величины $E_{\text{кр}}$, определяемой из соотношения

$$\alpha E_{\text{кр}} T_e \sim 1. \quad (4.26)$$

Физический смысл этого соотношения следующий – чем выше энергия электрона или позитрона, тем быстрее он ее теряет (т.е. e^+ и e^- с энергией ниже критической живут долго, выше критической – мало). В случае распространения частиц в диске или гало Галактики критическая энергия составляет соответственно 100 ГэВ и 3 ГэВ. Очевидно, что вблизи критической энергии происходит укрупнение (обрезание) энергетического спектра электронов и позитронов. В целом энергетический спектр в сильной степени зависит от распределения источников высокоэнергетичных электронов (пульсаров, сверхновых), поскольку электроны сверхвысоких энергий только от относительно близких источников могут достигнуть Солнечной системы.

4.5. Другие модели распространения космических лучей в Галактике

Однородная модель и модель leaky box (“дырявый ящик”) отнюдь не исчерпывают всех предложенных альтернативных вариантов решения уравнения переноса. По крайней мере рассматриваются еще две модели: closed (“закрытая Галактика”) и nested leaky box (“гнездо - дырявый ящик”). Модель закрытой Галактики постулирует, что космические лучи возникают в галактических рукавах, где они набирают основную часть своего пробега ~ 5 г/см². Затем они проникают в галактический диск и проводят там $10^6 \div 10^7$ лет. В модели nested leaky box предполагается, что в Галактике есть конечное число ($\sim 10^4$) источников космических лучей. Там, в условиях большой плотности, частицы набирают наибольшую часть своего пробега (~ 5 г/см²), а их спектр становится степенным с показателем $\sim 2,0$. После этого космические лучи диффундируют по всей Галактике. В том числе

они проникают и в гало. Согласно данной модели, полное время жизни космических лучей составляет $T \sim 10^7$ лет. Подчеркнем еще раз, что справедливость каждой из моделей определяется сопоставлением с экспериментальными данными. Модель должна предсказывать характерный энергетический спектр, изотропию углового распределения, определенное отношение потоков легких ядер, ядер группы технеция, антипротонов, позитронов, а также γ -квантов к полному потоку космических лучей.

Возможно, что значительная часть галактических космических лучей могла возникнуть во время мощного взрыва в центре Галактики (практически единственный источник), в пользу чего свидетельствует сферическая форма центральной части Галактики ($R \sim 5$ кпк), которую можно рассматривать как расширяющуюся оболочку. Из центральной области наблюдается большой поток высокоэнергичного γ -излучения (распад π^0), также свидетельствующего о высокой плотности в центре не только материи (плотность звезд в 10^5 раз больше, чем в окрестности Солнечной системы), но и космических лучей, взаимодействующих с этой материей.

Наконец, космические лучи могут возникать при распадах и аннигиляции частиц, составляющих темную материю как в нашей Галактике, так и в межгалактическом пространстве. При изотропном распределении темной материи космические лучи также будут иметь изотропное распределение. В частности, этот механизм позволяет объяснить и наличие частиц с энергией $E > 10^{19}$ эВ.

5. Прохождение космических лучей через гелиосферу

Гелиосфера – часть межзвездного пространства, где преобладает солнечное магнитное поле. Она заполнена солнечным ветром – плазмой, испускаемой Солнцем. В гелиосферу погружены все планеты и некоторые из комет. Форма и размеры гелиосферы определяются многими процессами, из которых главный – это взаимодействие солнечного ветра с межзвездной средой. Очевидно, что при прохождении первичного космического излучения сквозь гелиосферу его энергетический спектр и химический состав не могут не подвергаться изменениям. Поэтому ниже мы рассмотрим более детально характеристики гелиосферы.

5.1. Солнце, солнечный ветер и гелиосфера

Начнем со справочных данных об основных характеристиках звезды – Солнца. Его радиус 692000 км, масса $1,99 \cdot 10^{33}$ г, средняя плотность $1,41$ г/см³. Поверхностная температура Солнца – около 5800 К, светимость сконцентрирована в оптическом диапазоне и составляет $3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Согласно спектральной классификации, Солнце принадлежит к звездному классу G-2. На диаграмме Герцшпрунга – Рессела оно занимает место в центре главной звездной последовательности (рис. 2.3). Солнце обладает сравнительно небольшим регулярным магнитным полем дипольной конфигурации (1 эрстед на поверхности солнечного шара). Средний период вращения Солнца вокруг собственной оси составляет 25,38 суток (от 25 суток на экваторе до 30 суток вблизи полюсов). Направление обращения Земли по орбите вокруг Солнца совпадает с направлением вращения Солнца.

Основным источником энергии Солнца, как и всех других звезд, являются реакции термоядерного синтеза. По своему химическому составу вещество Солнца близко к “первородной материи”, однако имеются небольшие примеси более тяжелых элементов, которых в “первородной материи” нет. Происхождение этих примесей можно объяснить тем, что Солнечная система образовалась из остатков звезд, прошедших через все фазы звезд-

ной эволюции. В настоящее время на Солнце протекают термоядерные реакции водородного цикла. Условия, необходимые для самоподдерживающегося термоядерного горения, выполнены лишь в центральной части Солнца, где плотность ядерного горючего $\sim 1,6 \cdot 10^2 \text{ г/см}^3$, температура $T = 1,6 \cdot 10^7 \text{ К}$ и давление $p = 4 \cdot 10^{11}$ атмосфер. Энергия, выделяющаяся в центре Солнца, переносится на периферию сначала излучением, а на саму солнечную поверхность доставляется за счет конвективного обмена вещества.

Поверхностный светящийся слой – фотосфера – имеет толщину всего лишь в несколько сотен километров, и тем не менее она определяет все видимые извне характеристики Солнца. Фотосфера окружена хромосферой и короной. Последняя простирается на миллионы километров (рис. 5.1). Внутренняя часть короны имеет плотность $\sim 10^{-15} \text{ г/см}^3$ (что соответствует $n \sim 3 \cdot 10^8 \text{ част./см}^3$), температуру $\sim 1,5 \cdot 10^6 \text{ К}$ и давление $\sim 6 \cdot 10^{-8}$ атм.

Из короны постоянно истекает в межпланетное пространство вещество, получившее название солнечного ветра. Ежегодно Солнце лишается $\sim 3 \cdot 10^{-14}$ доли своей массы. Состав солнечного ветра таков: подавляющая часть это протоны, α -частиц около 5%, более тяжелых ядер еще меньше – около 0,05%. Средняя плотность солнечного ветра на орбите Земли находится в пределах от 5 до 10 частиц в кубическом сантиметре, а средняя скорость солнечного ветра составляет несколько сотен километров в секунду.

В условиях спокойного Солнца поток частиц солнечного ветра у Земли равен $2,5 \cdot 10^8 \text{ част./}(с \cdot \text{см}^2)$, а полный поток энергии солнечного ветра – порядка 10^{28} эрг/с.

На первый взгляд, эта энергия слишком мала, чтобы играть существенную роль в энергобалансе системы Солнце - Земля. Тем не менее, солнечный ветер является фактором, существенно влияющим на общую картину гелиосферы и магнитосферы Земли. В периоды высокой солнечной активности (солнечных вспышек) как плотность, так и скорость солнечного ветра резко возрастают. А это уже заметно сказывается на земных природных процессах.

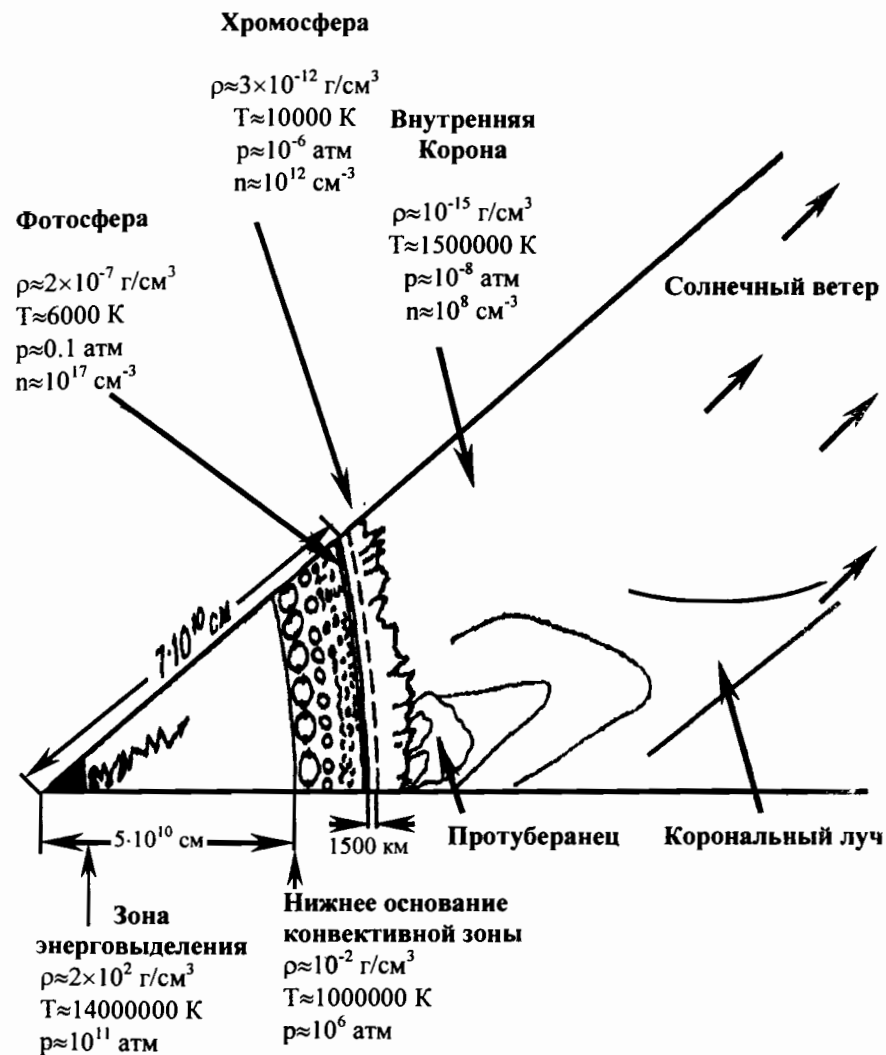


Рис. 5.1. Разрез Солнца. Толщины фотосферы и хромосферы на рисунке несколько преувеличены. Физические характеристики слоев Солнца: ρ - плотность, T - температура, p - давление, n - число частиц в 1 см^3

Как известно, солнечная активность имеет примерно одиннадцатилетний период. Приблизительно раз в 22 года (двойной цикл) магнитное поле Солнца изменяет полярность на обратную. Природа этого необычного процесса до сих пор не известна.

Сделаем некоторые замечания по поводу солнечного ветра. Об окосолнечном пространстве, где сохраняется спиральная структура солнечного ветра и скорость частиц в ветре превышает звуковую, можно говорить как об области регулярного распространения частиц. С удалением частиц от Солнца скорость солнечного ветра постепенно уменьшается и становится ниже звуковой. Тогда дальнейшее распространение частиц к границам Солнечной системы определяется, в основном, диффузией. Диффузия прекращается, когда плотность газа в Солнечной системе становится равной плотности межзвездного газа. Здесь-то и проходит граница гелиосферы – космического пространства, заполненного частицами солнечного ветра.

Представляется очевидным, что гелиосфера должна иметь форму шара с диффузными границами. Однако Солнечная система движется относительно ближнего межзвездного пространства со скоростью $\sim 20 - 30$ км/с. В результате взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой формируется ударный фронт, который охватывает гелиосферу и придает ей форму “капли” (рис. 5.5).

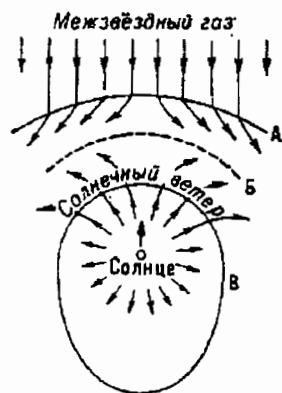


Рис. 5.5. Гелиосфера. Движение солнечного ветра в гелиосфере и межзвездной плазмы на ее границе:

- А - внешняя ударная волна,
- Б - контактная поверхность,
- В - граница гелиосферы.

Движение плазмы происходит вдоль траекторий, обозначенных сплошными линиями. Широкой стрелкой обозначено направление движения Солнечной системы относительно межзвездной среды

5.2. Уравнение состояния гелиосферы

Состояние гелиосферы (ее границы) определяется внешними и внутренними факторами. Первые связаны с характеристиками межзвездного пространства, вторые – с характеристиками солнечного ветра и солнечной активностью.

Перечислим основные факторы, которые должны быть учтены при составлении уравнения состояния гелиосферы:

а). Внешние факторы:

нейтральная межзвездная материя, движущаяся относительно гелиосферы и формирующая ударный фронт;

галактическое магнитное поле вблизи гелиосферы, ограничивающее распространение солнечного ветра;

галактические космические лучи, которые проникают в гелиосферу и тормозят солнечный ветер;

ионизация солнечным ультрафиолетовым и рентгеновским излучением медленных нейтральных атомов межзвездной среды; проникновение образовавшихся ионов, в первую очередь ионов водорода и гелия, в гелиосферу и дополнительное торможение ими солнечного ветра.

б). Внутренние факторы:

движение частиц солнечного ветра;

регулярное солнечное магнитное поле;

магнитное поле, вмороженное в межпланетную плазму;

быстрые частицы ($E \sim 20$ МэВ/нукл.), ускоренные в межпланетном пространстве;

солнечные космические лучи с энергией до десятка ГэВ;

быстрые электроны и протоны, ускоренные в магнитосферах планет (например, Юпитера и Сатурна) до энергии $E_e \leq 30$ кэВ и $E_p \leq 30$ МэВ.

Как оказалось, существенно важными для определения состояния гелиосферы являются давление нейтральной межзвездной материи, давление галактического магнитного поля и галактических космических лучей, с одной стороны, и давление солнечного ветра и солнечного магнитного поля — с другой. Поэтому уравнение состояния гелиосферы можно записать в следующем

виде:

$$n_{\Gamma}(r) \cdot m_{\Gamma} \cdot u_{\Gamma}^2(r) + \frac{H_{\Gamma}^2(r)}{8\pi} + p_{\Gamma, \text{к.л}} = n_{\text{с}}(r) \cdot m_{\text{с}} \cdot u_{\text{с}}^2(r) + \frac{H_{\text{с}}^2}{8\pi}, \quad (5.1)$$

где n_{Γ} , m_{Γ} , $u_{\Gamma}(r)$, H_{Γ} и $n_{\text{с}}$, $m_{\text{с}}$, $u_{\text{с}}(r)$, $H_{\text{с}}$ — соответственно плотность, средняя масса и скорость межзвездного газа и солнечного ветра, а также местное галактическое (вблизи гелиосферы) и солнечное магнитные поля. Наконец, $p_{\Gamma, \text{к.л}}$ обозначает давление галактических космических лучей (плотность энергии к.л.). В первом приближении массы m_{Γ} и $m_{\text{с}}$ одинаковы и равны массе водорода.

Численные значения упомянутых величин таковы:

$$n_{\Gamma} \sim 1 \text{ част./см}^3; n_{\text{с.з}} \sim 10 \text{ част./см}^3; u_{\Gamma} \sim 30 \text{ км/с}; u_{\text{с.з}} \sim 10^2 \text{ км/с};$$

$$p_{\Gamma, \text{к.л}} \sim 1 \text{ эВ/см}^3; H_{\Gamma} \sim 10^{-6} \text{ Э}; H_{\text{с}} \sim 10^{-5} \text{ Э}.$$

Плотность частиц солнечного ветра убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от Солнца. На границе гелиосферы она составляет

$$n_{\text{с.гран.г.сф}} = n_{\text{с.з}} \left(\frac{R_{\text{тран.г.сф}}}{r_{\text{з}}} \right)^2. \quad (5.2)$$

Произведем оценку размера гелиосферы, подставив в (5.1) $n_{\text{с.гран.г.сф}}$ из (5.2) и предположив, что преобладающим в правой части уравнения является солнечный ветер. Оказывается что $R_{\text{тран.г.сф}}$ составляет от 50 до 100 астрономических единиц (1 а.е. ~ 150 млн км). Строгое решение, которое учитывает больше влияющих факторов, не только уточняет размер гелиосферы, но и позволяет лучше судить о ее форме. Эта картина представлена на рис. 5.5. Обращают на себя внимание две интересные области. Внутренняя ограничена фронтом солнечного ветра, здесь солнечный ветер имеет сверхзвуковую скорость. Наружная ограничена ударным фронтом обтекающей межзвездной материи. В промежутке между этими областями проходит “водораздел” между окружающим межзвездным пространством и окосолнечной средой. Здесь встречное распространение межзвезд-

ной среды и солнечного ветра происходит по законам диффузии (со скоростью ниже звуковой).

5.3. Модуляция первичного космического излучения в гелиосфере

Попадая в гелиосферу, галактическое космическое излучение подвергается воздействию как регулярного магнитного поля Солнца, так и хаотических магнитных полей, связанных с неоднородностями солнечного ветра. Магнитные поля такого рода изотропизируют угловое распределение потоков космических лучей и возвращают часть из них обратно в межзвездную среду. В результате этого не могут проникнуть в глубь магнитосферы частицы, импульс которых меньше некоторого предельного значения

$$P_{\text{пред}} = 300 \frac{HR}{c}, \quad (5.3)$$

где H — среднее магнитное поле межпланетной среды, R — размер гелиосферы. Предельный импульс составляет несколько сот миллионов электронвольт, поделенных на скорость света.

Общая картина проникновения космических лучей в гелиосферу может быть получена из довольно простого диффузионного уравнения для плотности космических лучей $n_{\text{к.л}}(E, r)$. Это уравнение соответствует балансу между поступающим потоком первичных космических лучей в глубь гелиосферы за счет диффузии и выносом космических лучей из гелиосферы за счет различных процессов рассеяния. Рассеяние и отражение назад частиц происходит, в первую очередь, на магнитных неоднородностях солнечного ветра, который движется навстречу направлению диффузии космических лучей. Разумеется, некоторая часть потока космических лучей будет поглощена либо трансформирована по энергии, и эти процессы обязательно должны быть также отражены в диффузионном уравнении.

Поток космических лучей через единичную площадку может быть определен посредством решения уравнения

$$\frac{\partial n_{\text{к.л}}}{\partial t} = D_{\text{к.л}} \frac{\partial^2 n_{\text{к.л}}}{\partial r^2} - (Cu_{\text{с.в}} n_{\text{к.л}} + f(n_{\text{к.л}}, n_{\text{с}}, E_{\text{к.л}}, r)). \quad (5.4)$$

Здесь $D_{к.л}$ – коэффициент диффузии космических частиц вовнутрь гелиосферы, C – коэффициент Комптона - Геттинга, описывающий процесс обратного выноса частиц за счет конвекции, $u_{с.в}$ – скорость солнечного ветра, f – функция, характеризующая потери космических лучей в гелиосфере. Для установившегося баланса поступления и потерь имеем

$$\frac{\partial n_{к.л}}{\partial t} = 0. \quad (5.5)$$

Предполагая также, что $f \ll C u_{с.в} \cdot n_{к.л}$, получаем решение уравнения (5.4) в виде

$$\ln \frac{n_{к.л}(E, r)}{n_{к.л}(E, \infty)} = \int_r^{\infty} \frac{C u_{с.в}}{D_{к.л}} dr, \quad (5.6)$$

где $n_{к.л}(E, \infty)$ – плотность космических лучей в межзвездной среде, в нашем случае – на границе гелиосферы.

Обычно используют следующие понятия, характеризующие плотность космических лучей в межпланетном пространстве:

коэффициент модуляции космических лучей

$$M = \frac{n_{к.л}(E, r)}{n_{к.л}(E, \infty)}, \quad (5.7)$$

характеризующий степень влияния (модуляции) гелиосферы на плотность космических лучей;

относительный градиент плотности космических лучей

$$\delta = \frac{\partial n_{к.л}(E, r)}{\partial r} \cdot \frac{r}{n_{к.л}(E, r)} \cdot 100\%; \quad (5.8)$$

размер L области модуляции, зависящий от многих параметров космических лучей и гелиосферы

$$L \sim f(u_{с.в}, D_{к.л}, v_{к.л}). \quad (5.9)$$

В первом приближении L равен размеру гелиосферы.

Величины D, M, δ, L представляют собой предмет теоретических и экспериментальных исследований, так как они определяют, насколько трансформируется поток галактических космических лучей прежде, чем он будет зарегистрирован вблизи Земли. В частности, $D_{к.л}$ в гелиосферу $\sim 10^{22} \frac{см^2}{с}$.

На рис. 5.6 представлены измеряемые вблизи Земли спектры

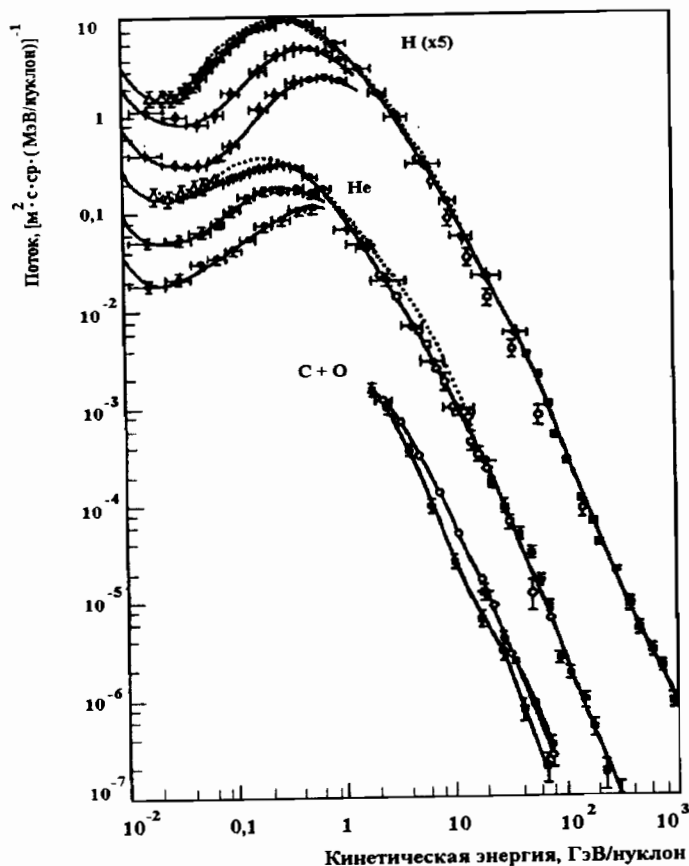


Рис. 5.6. Энергетические спектры галактических (первичных) космических лучей. При энергиях ниже 1 ГэВ/нуклон интенсивность модулируется межпланетным магнитным полем. Приведены спектры в трех различных фазах 11-летнего цикла солнечной активности. Интенсивность выше в минимуме солнечной активности, минимальна – в максимуме.

космических лучей в разные периоды солнечной активности. Из рисунка видно, что первоначальный степенной спектр трансформируется существенно, как и следовало ожидать из приведенного выше рассмотрения.

Интересно также появление в гелиосфере частиц с энергией ниже предельной. Это так называемая *аномальная компонента* (АК) космических лучей. Возникает она следующим образом. Нейтральные атомы межгалактического газа беспрепятственно проникают в гелиосферу и только уже здесь однократно ионизируются оптическим и рентгеновским излучением Солнца. Образовавшиеся ионы ускоряются на ударном фронте солнечного ветра. Имея малый заряд и относительно большую энергию, они обладают высокой жесткостью R и проникают в глубь гелиосферы до орбиты Земли. Поэтому у таких частиц имеется возможность проникнуть в глубь гелиосферы и даже в глубь магнитосферы Земли. Схема возникновения, ускорения и проникновения в глубь магнитосферы Земли аномальной компоненты космических лучей представлена на рис. 5.7.



Рис. 5.7. Схема модели Фиска, объясняющая аномальную ядерную компоненту

6. Солнечные космические лучи

Солнечными космическими лучами (СКЛ) называют заряженные частицы с энергией более 1 МэВ, возникающие на Солнце во время вспышек. Солнечными космическими лучами можно называть и потоки солнечных нейтральных частиц: γ -квантов с энергией более 0,1 МэВ, нейтрино высоких энергий и нейтронов.

6.1. Солнечные вспышки. Ускорение частиц и образование солнечных космических лучей

С одиннадцатилетней периодичностью нормальный конвективный перенос энергии из внутренних областей Солнца к его внешним слоям сменяется бурной активностью. Внешне это проявляется в возрастании числа темных пятен и групп темных пятен на поверхности Солнца. Темные пятна на Солнце были замечены еще в древности, но их регулярное наблюдение осуществляется лишь с середины восемнадцатого столетия. Последний максимум солнечной активности, соответствующий одновременно и 22-летнему циклу, пришелся на 1989-91 годы. С 1997 года началось очередное возрастание солнечной активности.

Число пятен в единицу времени характеризуется числом Вольфа (W):

$$W = 10g + f, \quad (6.1)$$

где g – число групп пятен, f – суммарное число пятен во всех группах. На рис. 6.1 и 6.2 представлено распределение величины W в одном цикле и по циклам, начиная с момента регистрации числа пятен.

Размер вполне сформировавшегося темного пятна может достигать нескольких тысяч километров, а локальная напряженность магнитного поля – сотен и тысяч эрстед. На рис. 6.1 приведены фотографии фотосферы в соответствующие фазы цикла. Активные области видны по ярким флоккулам. Наблюдается постепенное смещение зоны активности к экватору. Солнечные пятна образуются в результате "всплывания" на поверхность солнечного шара огромных объемов ионизованного газа (плазмы)

(см. рис. 6.3). Сильное вспучивание плазмы вместе с вмороженным магнитным полем, т.е. с концентрированными внутренними магнитными потоками, не позволяет поднимающемуся из глубин потоку горячего газа растечься по поверхности фотосферы. Это препятствует выходу наружу новых порций горячего газа, приво-

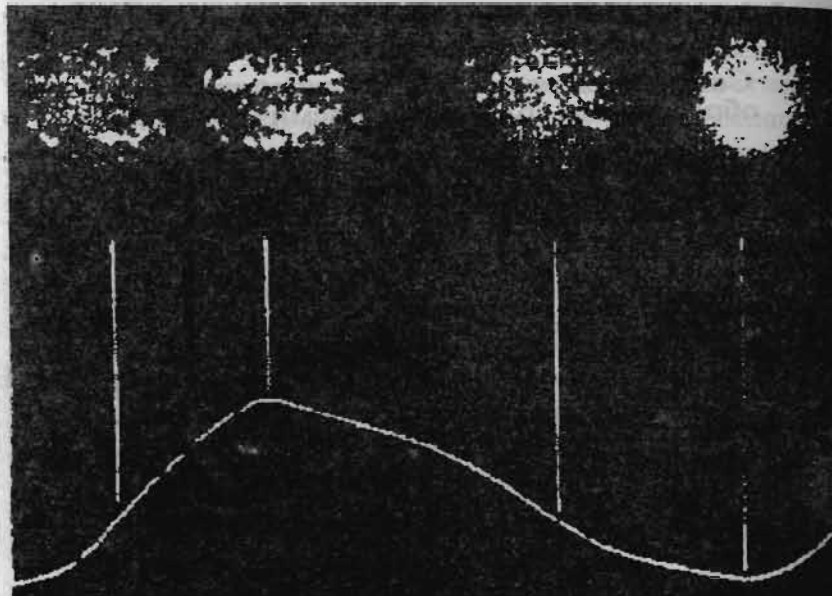


Рис. 6.1. Изменение чисел Вольфа в одном из одиннадцатилетних циклов и фотографии солнечного диска (темные пятна – активные области).

дит к более быстрому остыванию поверхности в районе пятна и, тем самым, к появлению "темных" пятен.

Но самое интересное заключается в том, что направления магнитных полей в соседних пятнах взаимно противоположные. Возникает пестрая картина полярности локальных магнитных полей с хаотично "запутанными" магнитными силовыми линиями. В этих условиях возможны перехлесты, перезамыкания, а значит, и аннигиляция местных магнитных полей. Исчезновение магнитного потока приводит к появлению ЭДС, способной ускорять заряженные частицы плазмы, в первую очередь, электроны

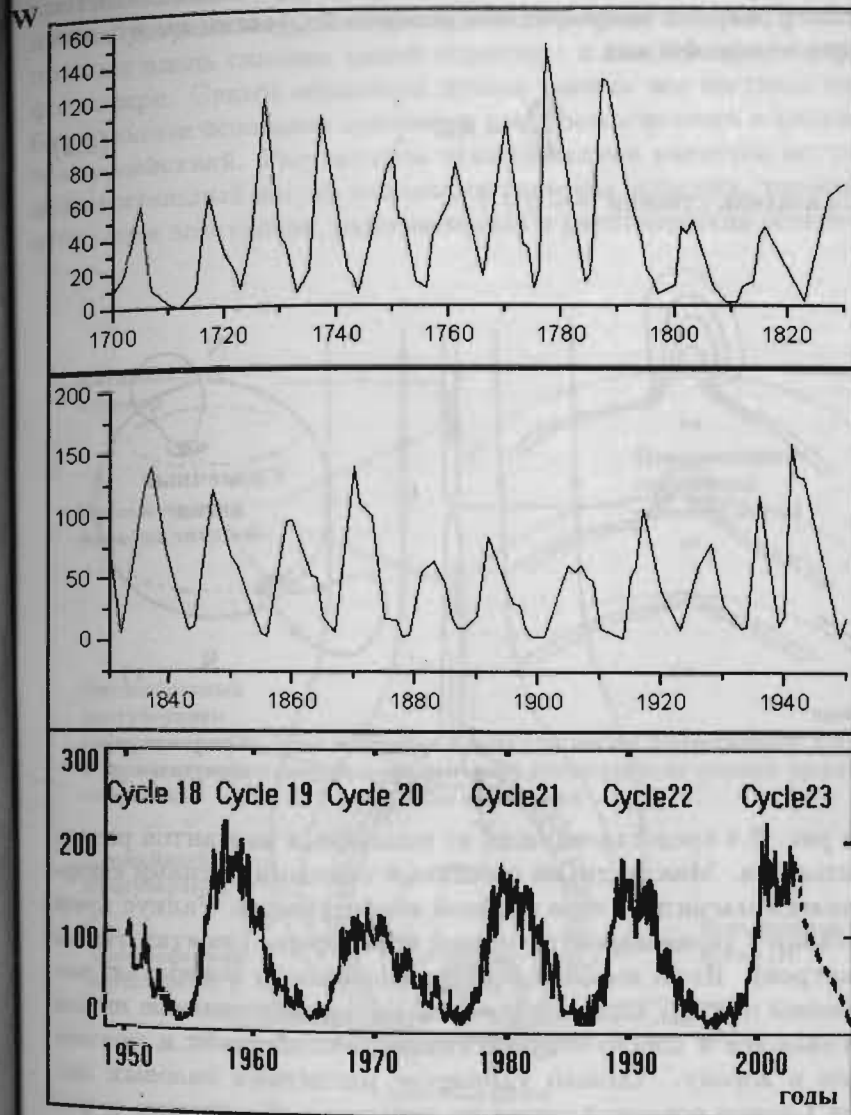


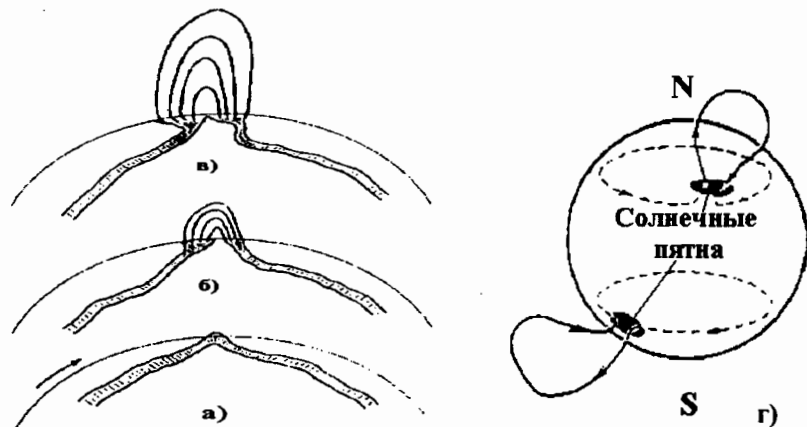
Рис. 6.2. Распределение чисел Вольфа по солнечным циклам

и протоны (см. раздел 3.3).

Спектр энергий однозарядных ускоренных частиц имеет, как правило, степенной вид

$$\frac{dN}{dE} \sim AE^{-\gamma}, \quad (6.2)$$

где показатель степени $\gamma \sim 5 \div 7$.



Запад

Рис. 6.3. Формирование магнитного поля в солнечном пятне, образующегося благодаря подъему на поверхность общего подфотосферного азимутального магнитного поля

На рис. 6.4 представлен один из возможных вариантов развития вспышки. Между двумя соседними темными пятнами сформировалось магнитное поле арочной конфигурации. Радиус арки сопоставим с характерной толщиной хромосферы (десятки тысяч километров). Из-за высокой электропроводности полностью ионизованной плазмы короны наружные магнитные силовые линии вытягиваются в корону. Вытягиванию способствует и подъем плазмы в корону. Однако удлинение магнитных силовых линий от Солнца сопровождается их попарным сближением и может привести к разрыву и аннигиляции. В месте разрыва возникают условия, которые благоприятны для ускорения заряженных частиц. Ускорение приведет к возникновению двух взаимно

противоположно направленных потоков быстрых частиц. Один из них устремляется в межзвездное пространство, а другой направлен вдоль силовых линий обратно – к нижней хромосфере и фотосфере. Судьба обратного потока такова: все частицы погибают вблизи основания арки из-за электромагнитного и сильного взаимодействий. Результатом этих процессов является местный дополнительный нагрев плазмы, оптическая вспышка, тормозное излучение электронов, радиоволновая и рентгеновская вспышки.

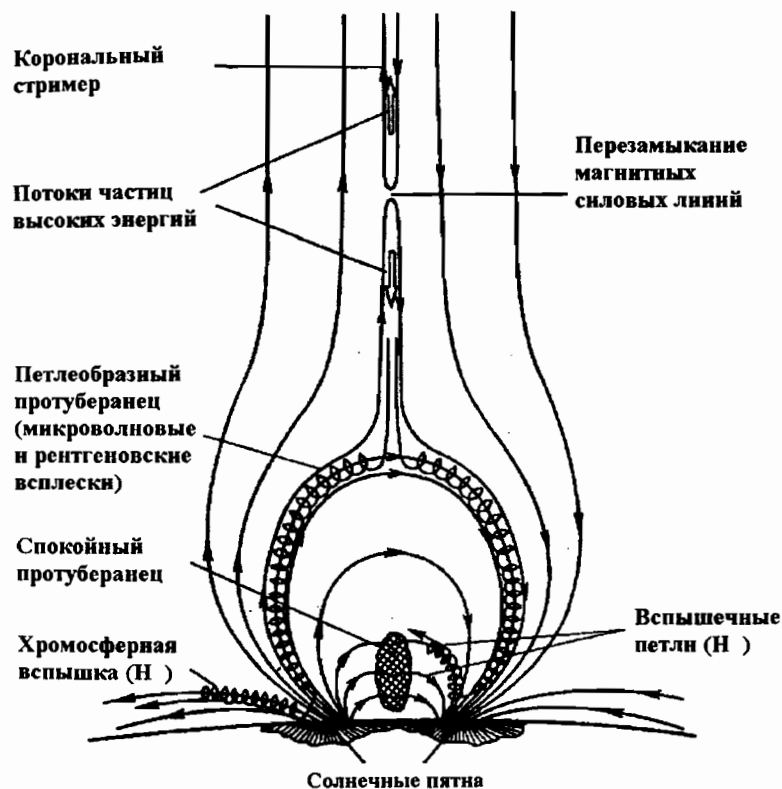


Рис. 6.4. Схема развития солнечной вспышки

Высвечивание возбужденных протонами ядер приводит к возникновению γ -излучения в виде линий с энергией 4,4 МэВ (C^*), 6,2 МэВ (O^*) и других. Синтез дейтерия из протонов плазмы и свободных нейтронов, вылетевших из разрушенных ядер,



сопровождается γ -излучением с энергией 2,2 МэВ. Излучается и линия с энергией 0,511 МэВ, возникающая при аннигиляции электронов и позитронов, появившихся в процессе радиоактивного распада ядер и распада нестабильных частиц.

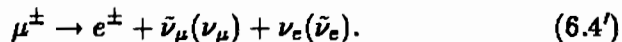
В редких исключительных случаях, встречающихся далеко не в каждой солнечной вспышке и даже не в каждом солнечном цикле, возможно ускорение протонов до энергий $10^9 \div 10^{10}$ эВ. На рис. 6.5 представлено распределение по годам мощных протонных вспышек. Высокоэнергичные протоны, возвращающиеся вдоль магнитных силовых линий в нижнюю хромосферу, способны генерировать пионы. При распаде нейтрального пиона (π^0 -мезона) возникает γ -излучение. Максимум в энергетическом распределении γ -квантов приходится на энергию

$$E_m \sim \frac{m_\pi c^2}{2} \sim 67,5 \text{ МэВ}.$$

Цепочки распада заряженных пионов начинаются с появления мюонов:



Затем мюоны распадаются с появлением электронов и позитронов:



Иногда энергия солнечной вспышки очень велика, например, в августе 1972 года в солнечной вспышке выделилась энергия до 10^{31} эрг, а число ускоренных протонов, большая часть которых вернулась на Солнце, составило $\sim 10^{33}$ частиц. Таким образом, от мощной солнечной вспышки наблюдается излучение практически всех диапазонов (рис. 6.6).

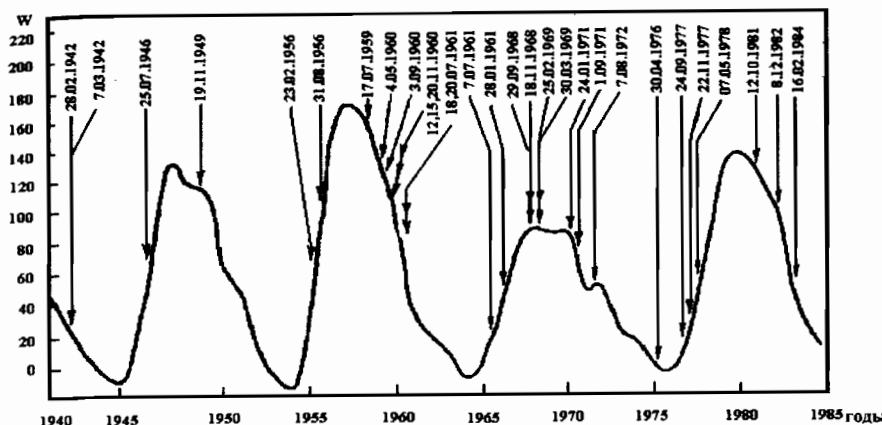


Рис. 6.5. Корреляция солнечной активности и времени вылета высокоэнергичных протонов

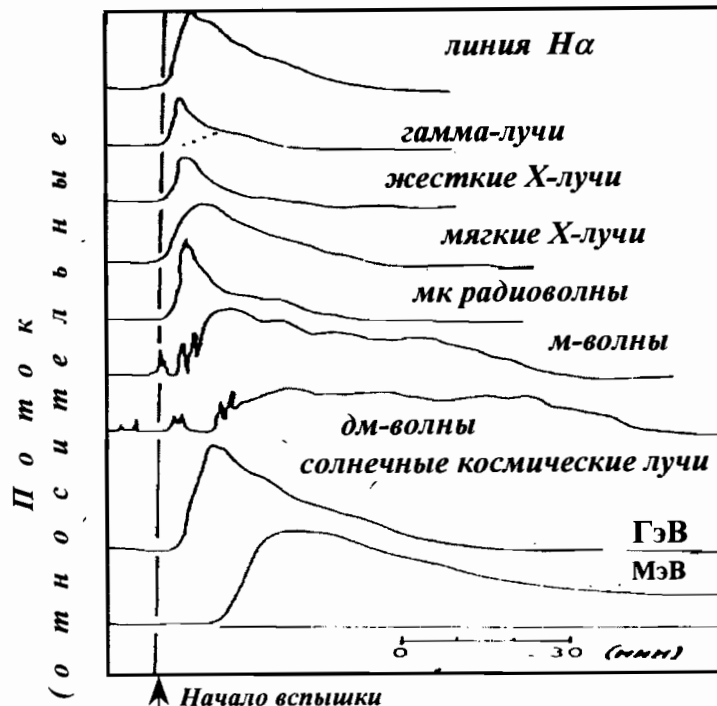


Рис. 6.6. Зависимость от времени электромагнитных и корпускулярных потоков, зарегистрированных на орбите Земли (для солнечной вспышки)

Окрестности Земли достигают не только протоны и электроны. Помимо электронов и протонов здесь представлены изотопы практически всех элементов, входящих в состав хромосферы. Присутствуют также редкие изотопы водорода, гелия и других элементов. При этом от вспышки к вспышке относительное содержание элементов и их изотопов обычно не повторяется. Это разнообразие солнечных вспышек свидетельствует о разнообразии условий и процессов ускорения на Солнце.

6.2. Распространение солнечных космических лучей в гелиосфере

Высокоэнергичные заряженные солнечные космические лучи летят к Земле вдоль магнитных силовых линий межпланетного магнитного поля и достигают ее окрестности приблизительно за несколько десятков минут. Частицы достигнут Земли, если Земля пересекает спиральную магнитную силовую линию, исходящую из района, где на Солнце возникла вспышка. Это означает, что вблизи Земли будет наблюдаться не только радиальное, но и тангенциальное перемещение фронта потока солнечных космических лучей. Время прихода частиц зависит от скорости (энергии) частиц. Солнечные частицы меньшей энергией, ларморовский радиус которых порядка величины неоднородностей межпланетного магнитного поля ($\sim 10^6$ км), будут испытывать сильное рассеяние в магнитных полях, так что их движение примет диффузный характер. В этом случае изменение плотности солнечных космических лучей может быть определено из решения уравнения

$$\frac{\partial n_{\text{СКЛ}}}{\partial t} = q_{\text{СКЛ}}(E, t) + D_{\text{СКЛ}} \nabla^2 n_{\text{СКЛ}}, \quad (6.5)$$

где $q_{\text{СКЛ}}$ — функция источника, а $D_{\text{СКЛ}}$ — коэффициент диффузии. Предполагая, что генерация (ускорение) солнечных космических лучей длится короткое время (хотя иногда, как стало известно из результатов исследований мощных солнечных вспышек в максимуме 22-летнего цикла солнечной активности, генерация СКЛ длится десятки минут), запишем, что $q_{\text{СКЛ}}(E, t) = N(E, 0)$. Тогда

решение уравнения (6.5) имеет вид

$$n_{\text{СКЛ}}(r, E, t) = \frac{N(E, 0)}{(2\sqrt{\pi D_{\text{СКЛ}}(E)t})^3} \exp\left(-\frac{r^2}{4D_{\text{СКЛ}}(E)t}\right). \quad (6.6)$$

Выражение (6.6) соответствует расплывающейся во времени δ -функции. При $t \rightarrow 0$ оно равно $N(E, 0)$. Для протонов с энергией ~ 100 МэВ коэффициент диффузии $D_{\text{СКЛ}} \sim (10^{21} \div 10^{22}) \text{ см}^2/\text{с}$. Если $t \gg r^2/4D$, то интенсивность солнечных космических лучей в окрестности Земли имеет вид

$$J_{\text{к.л.}}(E, t) \sim n_{\text{СКЛ}} \cdot v_{\text{СКЛ}} \sim t^{-3/2}. \quad (6.7)$$

Чаще всего в прямых экспериментальных измерениях обнаруживается степенная зависимость $J(E, t)$ от времени, что подтверждает правильность результатов теоретического рассмотрения диффузии солнечных космических лучей. Встречаются случаи и с экспоненциальной зависимостью потока от t :

$$J(E, t) \sim \exp(-t/t_0). \quad (6.8)$$

Иногда во время солнечной вспышки выбрасывается огромная масса вещества, т.н. *эруптивная масса*. Это вещество движется в межпланетной среде, деформируя магнитную структуру и образуя ударный фронт. При этом общая картина спирального межпланетного магнитного поля сохраняется. Скорость ударного фронта в десятки раз превышает скорость стационарного солнечного ветра. В этих условиях на ударном фронте может осуществляться дополнительное ускорение частиц солнечного ветра посредством двух механизмов: стохастического и бесстолкновительного (см. раздел 3.3). Ускорение носит стохастический характер, когда частицы многократно пересекают фронт за счет столкновительного рассеяния. Бесстолкновительное же ускорение возникает, когда частицы многократно пересекают фронт за счет ларморовского вращения в магнитном поле. Второй механизм реализуется, когда направление распространения ударной волны и вектора магнитного поля взаимно перпендикулярны — см. рис. 6.7.



Рис. 6.7. Распространение межпланетной ударной волны и выброса от солнечной вспышки

На большом удалении — далеко за орбитой Земли — распространение солнечных космических лучей (а точнее, более энергичной составляющей солнечного ветра) примет, в конце концов, диффузный характер (как и в случае солнечного ветра во время спокойного Солнца).

6.3. Солнечная активность, галактические космические лучи, геосфера

Последствия солнечной активности оказываются весьма существенными для гелиосферы. Гелиосфера “раздувается” — увеличивается область модуляции L так же, как и глубина самой модуляции. А поскольку солнечная активность имеет одиннадцатилетний период, периодически изменяется и модуляция космических лучей. На рис. 1.4 показана интенсивность галактического космического излучения вблизи Земли: она изменяется все с тем же одиннадцатилетним периодом, но с фазой, обратной фазе сол-

нечной активности. Более того, обнаружен сдвиг в корреляционной зависимости активности Солнца и интенсивности потоков галактических космических лучей. Он связан с тем, что даже в начале спада солнечной активности размеры гелиосферы еще продолжают увеличиваться, т.е. с инертностью гелиосферы.

Отметим, что наиболее сильные солнечные вспышки происходят в периоды подъема и спада одиннадцатилетних циклов солнечной активности.

Появление вблизи Земли электромагнитного излучения вспышки, солнечных космических лучей и, в особенности, ударного фронта вызывает целый ряд геофизических явлений (магнитные бури, полярные сияния, нарушение радиосвязи и т.п.). Поэтому очень важно научиться предсказывать возникновение мощных солнечных вспышек. К сожалению, природа солнечной активности (в том числе и одиннадцатилетней) изучена еще очень мало, так что прогноз мощных солнечных вспышек, по-видимому, станет возможным не в ближайшем будущем.

7. Космические лучи в магнитосфере Земли

При движении к Земле как приходящие из межзвездного пространства галактические космические лучи, так и солнечные космические лучи, попадают в область пространства, где присутствует магнитное поле Земли. Эту область называют *магнитосферой*.

7.1. Магнитное поле Земли, магнитосфера

Магнитное поле Земли имеет почти дипольную конфигурацию. Ось диполя составляет угол 11° с осью вращения Земли. Она не проходит через геометрический центр вращения Земли, а сдвинута на 342 км в сторону, противоположную восточной оконечности Бразилии. Полярность магнитного поля Земли противоположна географической. Северный магнитный полюс расположен на юге, в Антарктиде. Он имеет координаты $76,3^\circ$ южной широты и $121,2^\circ$ восточной долготы. Южный магнитный полюс находится соответственно на севере, в Канаде, и имеет координаты: $80,1^\circ$ северной широты и $82,7^\circ$ западной долготы (рис. 7.1). Естественно, что и географический экватор не совпадает с магнитным. Например, Москва, расположенная на 56° северной географической широты, имеет южную магнитную широту 51° . Магнитный момент Земли $M = 8,1 \cdot 10^{25}$ Гс \cdot см³. В среднем, на поверхности Земли магнитное поле составляет $\sim 0,4$ эрстед.

Ось магнитного поля Земли медленно изменяет свое положение в пространстве. Это движение напоминает прецессию. Отметим, что общепризнанной теории происхождения магнитного поля Земли до сих пор ещё нет. Среди выдвинутых гипотез наиболее вероятны две: 1) поле вызвано вращающимся железным ядром Земли или 2) гигантским электрическим током, опоясывающим Землю на большом расстоянии от центра (уже в космосе).

Наклон и смещение оси диполя по отношению к оси вращения, а также величина магнитного момента определяют лишь общую картину магнитного поля Земли. На малых расстояниях от Земли дипольная конфигурация поля несколько искажается

под влиянием земных магнитных аномалий (Курской, Средне-

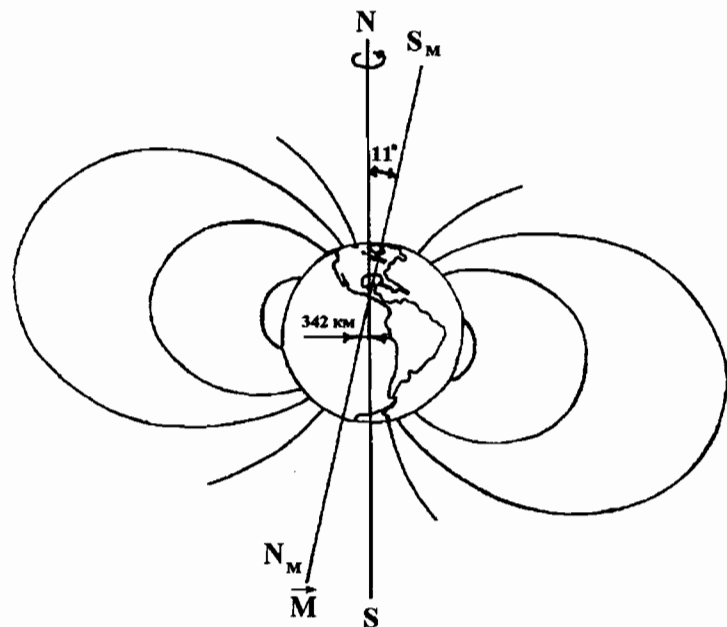


Рис. 7.1. Взаимная ориентация магнитной и географической осей Земли

сибирской и других). С другой стороны, на расстояниях более 5 радиусов Земли магнитное поле существенно искажено давлением магнитного потока, приносимого солнечным ветром (магнитным полем, вмороженным в плазму солнечного ветра). Рис. 7.2 представляет картину пространства, занимаемого магнитным полем Земли и называемого магнитосферой. Околосферное пространство, ограниченное обтекающим его солнечным ветром, по аналогии с гелиосферой именуется геосферой.

Солнечный ветер обтекает геосферу по внешней границе ударной волны, создавая круговой ток. Магнитное поле тока сдерживает проникновение солнечного ветра в глубь геосферы и стабилизирует ее размеры. Сила, определяющая размеры магнито-

сферы, выражается следующей формулой:

$$\vec{F}_{\text{слерж}} = \vec{I} \times \vec{H}. \quad (7.1)$$

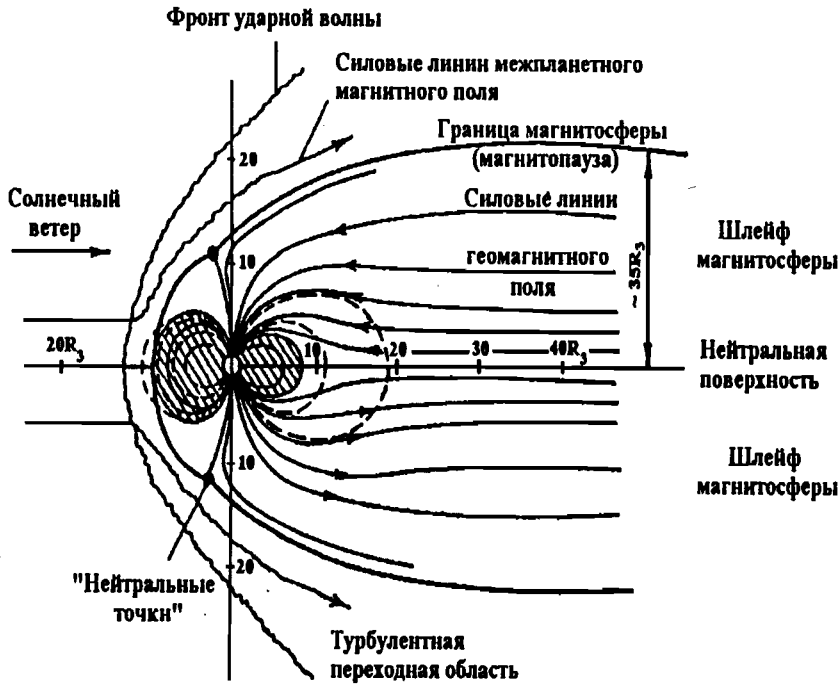


Рис. 7.2. Магнитосфера, обтекаемая солнечным ветром

Переходная область между фронтом ударной волны и магнитосферой заполнена турбулентной солнечной плазмой. Магнитосфера сильно сплюснута с освещаемой Солнцем стороны (т.е. со стороны прихода солнечного ветра) и очень вытянута — с ночной. Хвост магнитосферы простирается на сотни тысяч километров и достигает орбиты Луны. Именно в вытянутой (ночной) части магнитосферы и может происходить перезамыкание магнитных силовых линий, способствующее проникновению солнечного ветра внутрь магнитосферы.

Очевидно, что вариации интенсивности солнечного ветра

должны приводить к изменениям формы и размеров магнитосферы. А это, в свою очередь, повлияет на характер взаимодействия космического излучения с магнитосферой и приведет к изменению потоков космических лучей у Земли. Возникнут и другие последствия, которые будут рассмотрены ниже.

7.2. Система координат магнитного поля Земли

В первом приближении можно считать земное магнитное поле дипольным. Тогда уравнение магнитной силовой линии будет иметь вид

$$r = r_0 \cos^2 \lambda_m, \quad (7.2)$$

где λ_m — магнитная широта, r_0 — коэффициент, имеющий размерность длины. Для напряженности магнитного поля получим выражение

$$H(\lambda_m, r) = \frac{M}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda_m}. \quad (7.3)$$

Дипольное магнитное поле не зависит от угла поворота меридиональной плоскости вокруг оси диполя. Поэтому для описания магнитного поля допустимо использовать двумерную плоскую геометрию. В плоском двумерном приближении каждая точка плоскости может быть определена магнитной силовой линией, на которой она находится, и значением магнитной широты λ_m . В свою очередь, магнитную силовую линию можно "пометить" расстоянием между экваториальной точкой этой магнитной силовой линии и центром диполя. Это расстояние можно выразить в относительных единицах — радиусах Земли, т.е. линия будет маркирована параметром

$$L = r_3 / r_3, \quad (7.4)$$

где r_3 — расстояние от экваториальной точки до центра диполя, а r_3 — радиус Земли (рис. 7.3). В этих обозначениях магнитная силовая линия с параметром $L = 1$ имеет экваториальную точку на поверхности Земли, отстоящую от центра Земли на расстоянии $6,4 \cdot 10^3$ км (без учета смещения оси диполя). Точки на конкретной магнитной силовой линии можно определять двумя способами: по

величине λ_m или по локальной напряженности магнитного поля.

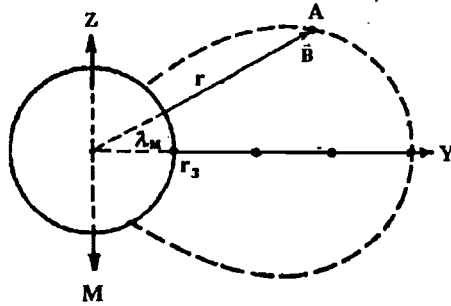


Рис. 7.3. Определение положения точки A в различных системах координат (здесь $L=4$)

Движение частиц в магнитном поле Земли (положение частицы в конкретный момент времени) можно описывать в следующих трех взаимосвязанных системах координат:

1). Географическая система координат

$$(\lambda, \theta, h, \text{либо } r). \quad (7.5)$$

Здесь λ и θ обозначают географическую широту и географическую долготу (в градусах). Кроме того, h – высота точки над поверхностью Земли и r – расстояние от центра Земли до переменной точки (оба в сантиметрах). Поскольку ось вращения Земли не совпадает с осью магнитного диполя, при описании магнитного поля в географических координатах требуется трехкоординатная система.

2). Сферическая магнитная система координат (см. рис. 7.3)

$$(\lambda_m, r), \quad (7.6)$$

где λ_m – геомагнитная широта, градусы, r – расстояние от центра диполя, см.

3). Координатная система Мак-Илвайна (см. рис. 7.3)

$$(L, B). \quad (7.7)$$

Здесь L – безразмерная величина (номер магнитной силовой линии или магнитной поверхности), B – значение индукции магнитного поля или напряженности (в вакууме $B \equiv H$), определяющее положение точки на этой линии.

Каждая система координат обладает как определенными преимуществами, так и недостатками. В каждом конкретном случае выбирают наиболее удобную из них. Как мы увидим ниже, при описании движения частиц, захваченных геомагнитным полем Земли, наиболее удобной оказывается система Мак-Илвайна, названная по имени автора, предложившего эту систему.

7.3. Движение космических лучей в магнитном поле Земли

Движение частицы в магнитном поле определяется уравнением

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{Ze}{c} \vec{v} \times \vec{H}, \quad (7.8)$$

где Ze, \vec{v} – заряд и скорость частицы соответственно, \vec{H} и c – напряженность магнитного поля и скорость света. Рассмотрим случай, когда \vec{v} лежит в меридианной плоскости. Вектор скорости \vec{v} можно разложить на две составляющие: $\vec{v}_\perp \perp \vec{H}$ и $\vec{v}_\parallel \parallel \vec{H}$ (см. рис. 7.4). Составляющая \vec{v}_\parallel обеспечивает поступательное движение вдоль магнитной силовой линии, а \vec{v}_\perp – вращательное движение вокруг силовой линии.

Напомним, что движение частицы в магнитном поле определяется ее магнитной жесткостью (см. (1.10) и (1.11)) и

$$\mathfrak{K} = pc/Ze = Hr; \quad pc = 300Hr,$$

где pc измеряется в эВ, H – в эрстедах, радиус траектории частиц r – в см. Напомним также, что в стационарном (т.е. постоянном во времени) магнитном поле энергия, импульс, скорость и магнитная жесткость частицы сохраняются.

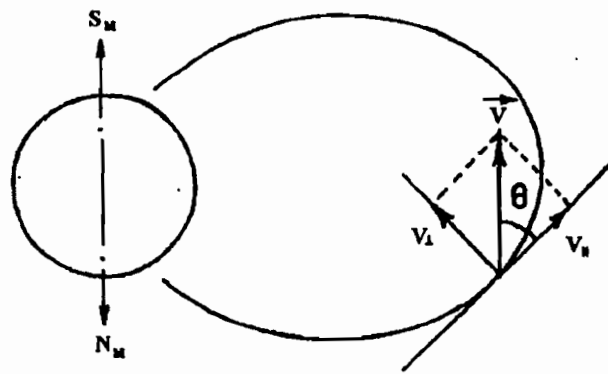


Рис. 7.4. Разложение вектора скорости частицы на две составляющие

Каждой точке на поверхности Земли, как и для любой точки магнитосферы, соответствует определенное (критическое) значение магнитной жесткости. Частица, обладающая магнитной жесткостью равной или большей этого критического значения, может достигнуть этой точки. (При этом не учитывается поглощение частиц в атмосфере.) Значение критической магнитной жесткости является функцией вектора напряженности магнитного поля диполя в заданном месте \vec{H} и вектора скорости движения частицы \vec{v} . Таким образом, критическое значение зависит от направления (зенитного и азимутального углов), по которому частица движется в эту точку.

Для каждой точки существуют разрешенные направления прихода частиц – главный конус прихода и запрещенные направления – конусы Штермера, названные по имени норвежского геофизика Фредерика Штермера, первым рассмотревшего это явление. Из запрещенного направления частица в данную точку прийти не может.

Важно, что частицы, идущие в разрешенном главном конусе, сохраняют первоначальные энергетическое и пространственное распределения. Это следует из теоремы Лиувилля, доказывающей, что при движении частиц в магнитном поле энергетическое (импульсное) и пространственное распределения потоков частиц сохраняются.

Очень важно знать, т.е. уметь вычислять разрешенные конусы для любых точек на поверхности Земли, на высоте полета аэростата (30÷40 км) и на орбите ИСЗ (выше 350 км) – всюду, где проводятся исследования космических лучей. Решение задачи “в лоб” связано с довольно серьезными трудностями, поэтому прибегают к упрощающим допущениям. Например, предполагают, что магнитное поле стационарное, сферически симметричное, дипольное и т.д. На первом этапе решения движение частицы, направленной под углом к меридианной плоскости, разлагается на две составляющие: одна из них лежит в меридианной плоскости, другая перпендикулярна к ней (рис. 7.5). Прежде всего расчи-

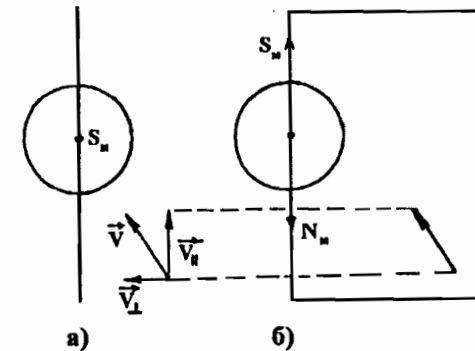


Рис. 7.5. Разложение движения частицы на два движения: а – вид сверху; б – вид в меридианной плоскости

тывают движение в меридианной плоскости, а затем находят скорость поворота этой плоскости. Наиболее сложными оказываются расчеты граничных областей между разрешенными и запрещенными конусами, т.н. области пenumбры (полутени).

Рассмотрим пример расчета критической жесткости в случае движения частиц в меридианной плоскости. Пусть частицы достигают точки на земной поверхности с геомагнитной широтой λ_m и пусть угол между траекторией частицы и горизонтом (касательной к земной поверхности) равен ω . Тогда

$$R_{кр}(\lambda_m, \omega) = \frac{R_0 \cos^4 \lambda_m}{(\sqrt{1 - \cos \omega \cos^2 \lambda_m} + 1)^2}. \quad (7.9)$$

Для вертикального направления ($\omega = \pi/2$) получаем

$$\mathfrak{R}_{кр}(\lambda_m, \pi/2) = \mathfrak{R}_0 \cos^4 \lambda_m = 14,8 \cos^4 \lambda \text{ ГВ}, \quad (7.10)$$

где $R_0 = R_{кр}(0, \pi/2) = 14,8 \text{ ГВ}$ для экватора (рис. 7.6).



Рис. 7.6. Зависимость от геомагнитной широты критической жесткости протонов и α-частиц, достигающих уровня моря под углом 90° к горизонту

Если же траектория частицы не расположена в меридианной плоскости, расчеты существенно усложняются. Однако для случая движения в направлении, перпендикулярном к меридианной плоскости, да еще и в плоскости магнитного экватора, расчет упрощается. Так, при движении космических протонов в плоскости магнитного экватора критический импульс (жесткость) составляет около 10 ГэВ для частиц, приходящих с востока, и около 59 ГэВ для частиц, приходящих с запада (рис. 7.7).

Напомним, что для однозарядной частицы (протон, электрон, однозарядный ион) магнитная жесткость R равна pc . А если частица релятивистская, то $pc = E$. Поэтому вместо размерности жесткости ГВ можно писать ГэВ.

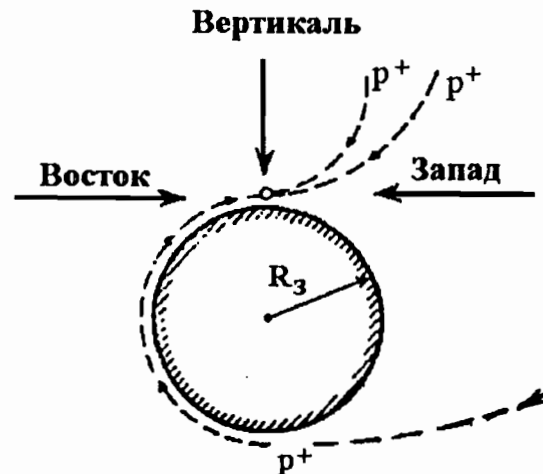


Рис. 7.7. Траектории протонов, достигающих прибор на поверхности Земли

7.4. Зоны захвата частиц

Интересным результатом расчетов движений частиц в дипольном магнитном поле Земли, выполненных еще в начале прошлого века, явилось предсказание существования так называемых *зон захвата* в поле магнитного диполя. Особенность зон захвата состоит в том, что заряженные частицы с начальным импульсом меньше предельного не только не могут проникнуть в эти зоны, но они также не могут их покинуть, независимо от того, каким образом они там оказались. Вспомнили о зонах захвата лишь в 1957-1958 годах, когда эти зоны были обнаружены при непосредственных измерениях потоков частиц на первых искусственных спутниках Земли. Теперь зоны захвата широко известны — это так называемые *радиационные пояса Земли*.

8. Прохождение космических лучей через атмосферу Земли

Рассмотрим прежде всего физические условия в околоземном космическом пространстве, определяющие прохождение космических лучей к поверхности Земли.

8.1. Атмосфера Земли

Земля окружена плотным слоем вещества – атмосферой. Полная толщина атмосферы составляет $\sim 1033 \text{ г/см}^2$. В основном, атмосфера состоит из азота ($\sim 70\%$) и кислорода ($\sim 30\%$). Плотность атмосферы изменяется с высотой по барометрической формуле

$$\rho(h) \sim \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{7,1}\right), \quad (8.1)$$

где h – высота в километрах, $7,1 \text{ км}$ – характеристическая константа для атмосферы. На рис. 8.1 представлены изменения плотности и температуры атмосферы с высотой.

Под воздействием солнечной радиации, солнечных космических лучей, частиц, выпадающих из радиационного пояса, галактических космических лучей верхние слои ионизируются и нагреваются. Чем выше слой, тем выше степень ионизации атмосферы. Ионизованная часть атмосферы, начиная с высоты $\geq 50 \text{ км}$, называется *ионосферой*. На рис. 8.2 представлен вертикальный разрез ионосферы и распределение плотности электронов и ионов. Обращаем внимание на слоистую структуру ионосферы, связанную с различными ионизационными процессами. Непосредственно ионосфера не оказывает сильного влияния на прохождение космических лучей, но играет значительную роль в разного рода солнечно-земных связях, в распространении радиоволн и т.д.

В оптическом диапазоне электромагнитного излучения атмосфера практически прозрачна, однако для космического излучения она представляет непреодолимую преграду. Средняя величина пробега до ядерного взаимодействия протонов в воздухе составляет $\sim 80 \text{ г/см}^2$, а для ядер железа $\sim 2,5 \text{ г/см}^2$. Это озна-

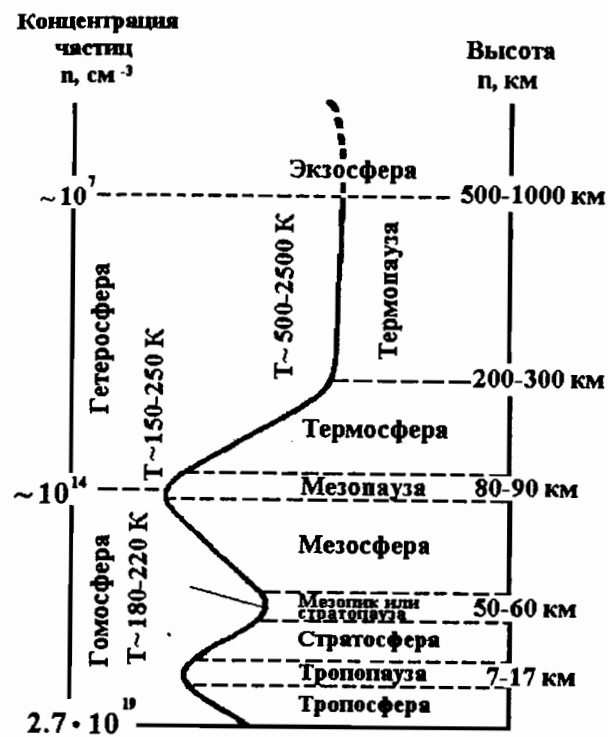


Рис. 8.1. Строение нейтральной верхней атмосферы

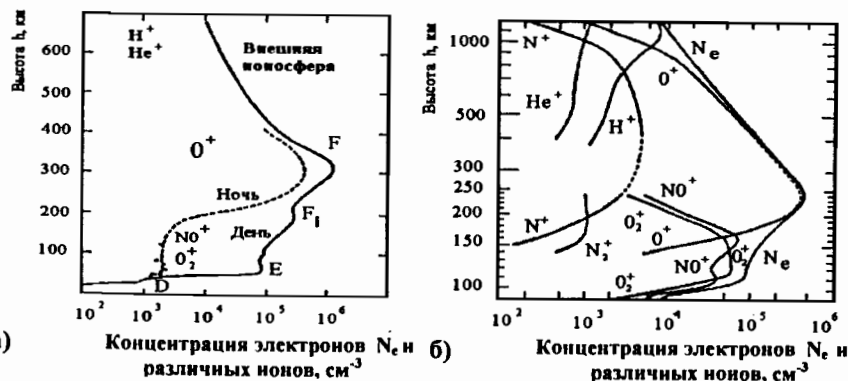


Рис. 8.2. Условная структура дневной и ночной атмосферы. D, E, F₁, F – слои ионосферы.

чает, что научная аппаратура, установленная на аэростате и поднятая на высоту около 40 км, где толщина остаточной атмосферы составляет $\sim 2 \text{ г/см}^2$, сможет регистрировать почти полностью потоки протонов, электронов, позитронов и лишь около половины космических ядер тяжелее железа. Столь большая толщина вещества в атмосфере приводит к полной трансформации первичного космического излучения. В разд. 4 было показано, что достаточно галактическому космическому излучению пройти, в среднем, сквозь толщу вещества около $5 \div 10 \text{ г/см}^2$, чтобы его химический состав существенно изменился. Углубляясь в атмосферу, частица уже к высоте 37 км пройдет 5 г/см^2 вещества. Поэтому влияние атмосферы считают существенным на высотах $\leq 50 \text{ км}$. При более точных расчетах потоков космических лучей необходимо учитывать атмосферу с высот $\sim 100 \text{ км}$.

Первичные космические лучи – это ядра (водород, гелий и др.) электроны, позитроны, а также γ -кванты и нейтрино. Ядерная и электронно-фотонная компоненты ведут себя в атмосфере по-разному. Для первой характерно сильное взаимодействие, для второй – электромагнитное, а для нейтрино – слабое. Поэтому рассмотрение процессов прохождения этих компонент через атмосферу будет проведено отдельно.

8.2. Общая картина прохождения ядерной компоненты космических лучей через атмосферу

Напомним, что основу ядерной компоненты космических лучей составляют протоны. Попадая в атмосферу и пройдя в среднем путь в одну ядерную единицу длины ($\sim 80 \text{ г/см}^2$), протон взаимодействует с ядром вещества, входящего в состав атмосферы на данной высоте. Это может быть ядро водорода, азота, кислорода. Для ядер с массовым числом A сечение взаимодействия возрастает в $A^{3/4}$ раз.

При столкновении частиц высокой энергии с ядрами будет происходить множественное рождение различных сильно взаимодействующих частиц (адронов) и, прежде всего, положительных, отрицательных и нейтральных пионов. Конечно, происходит и раз-

рушение ядра. Возникают многочисленные протоны и нейтроны более низких энергий (рис. 8.3,а).

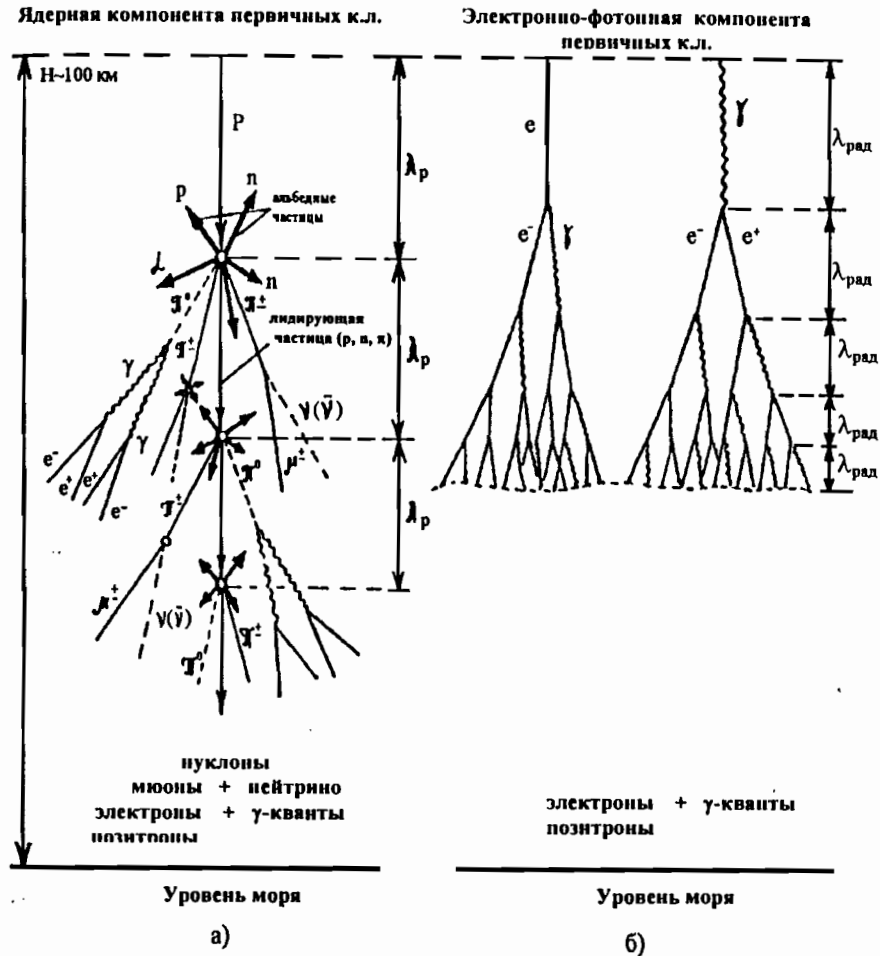


Рис 8.3. Условия развития ядерного (а) и электронно-фотонного (б) каскадов в атмосфере (λ_p – ядерный пробег, $\lambda_{рад}$ – радиационная единица длины, - - акт сильного взаимодействия, жирными стрелками указаны частицы, возникающие при развале возбужденных ядер химических элементов атмосферы)

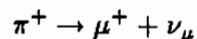
Но важно то, что одна из частиц, т.н. *лидирующая частица*, покидая зону взаимодействия, уносит до половины энергии первичного протона. Лидирующей частицей может оказаться и первоначальный космический протон. Доля энергии первичной частицы, затрачиваемая на рождение новых частиц, называется *коэффициентом неупругости К*. Соответственно, лидирующей частице достается (1-К) от первоначальной энергии. При высоких энергиях (≥ 100 ГэВ) коэффициент неупругости – почти постоянная величина $\sim 0,5$. Поперечный импульс всех частиц мал, и в лабораторной системе координат весь сгусток движется в первоначальном направлении (рис. 8.3,а).

Еще через один ядерный пробег лидирующая частица опять испытает акт взаимодействия, и процесс практически повторится. При движении к поверхности Земли могут произойти более десяти актов взаимодействия. В каждом акте взаимодействия энергия лидирующей частицы существенно уменьшается и лишь протон очень высокой энергии (более 10^{15} эВ) или его “потомок” сможет достигнуть Земли. По мере приближения к поверхности Земли поток адронов быстро убывает. Например, от высоты ~ 5 км до уровня моря их поток уменьшается в 15 раз.

Длина свободного пробега α -частиц и более тяжелых ядер во много раз меньше, чем для протона. Это означает, что уже в верхних слоях атмосферы от первичных космических ядер остаются лишь протоны и нейтроны, а также вновь рожденные адроны (нуклоны, пионы, каоны и т.д.).

Вернемся к судьбе заряженных пионов. Их ядерный пробег приблизительно равен протонному. При движении в глубь атмосферы они также будут взаимодействовать с ядрами элементов, входящих в состав атмосферы, что будет приводить к рождению новых адронов. Вся эта последовательность взаимодействий протонов, ядер, а также и пионов создает ливень из большого числа вторичных частиц, получивший название *адронный ливень*.

Пионы – частицы нестабильные. Заряженные пионы распадаются за счет слабого взаимодействия:



Если пион не успел провзаимодействовать, то он распадется, что характерно для малой плотности вещества в верхних слоях атмосферы. Вместо него в составе ливня появятся положительный (или отрицательный) мюон и мюонное нейтрино (или антинейтрино). Время жизни мюонов достаточно велико:

$$\tau \sim \frac{\tau_{\mu^\pm}^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (8.3)$$

Здесь $\tau_\mu^0 \sim 2 \cdot 10^{-6}$ с – время жизни мюона в покое. Быстрые мюоны свободно проходят оставшуюся атмосферу, затрачивая на ионизационные потери лишь небольшую часть своей энергии. Нейтрино – стабильная частица – практически без взаимодействия не только дойдет до поверхности Земли, но и с большой вероятностью пройдет сквозь нее и улетит в космическое пространство.

Нейтральный пион имеет время жизни $\tau_\pi^0 = 2 \cdot 10^{-16}$ с и распадается в результате электромагнитного взаимодействия:



Два образовавшихся γ -кванта при прохождении атмосферы конвертируются в две электронно-позитронные пары, частицы которых могут излучить высокоэнергичные γ -кванты. Последние, в свою очередь, конвертируются в электронно-позитронные пары и т.д. Так нейтральный пион создает *электронно-фотонный ливень* (рис. 8.3,б). Здесь и далее под электронами подразумеваются как электроны, так и позитроны. Число частиц в ливне будет непрерывно увеличиваться, пока энергия электронов и позитронов будет превышать критическую энергию (80 МэВ для воздуха). После того как энергия электронов упадет ниже критической, электроны начнут, в основном, тратить оставшуюся энергию на ионизацию и возбуждение среды. С этого момента число электронов и γ -квантов в ливне будет уменьшаться. Ливень может полностью поглотиться, так и не достигнув поверхности Земли. Это произойдет, если энергия первоначального

γ -кванта $\leq 10^{13}$ эВ. Очевидно, что адронный ливень всегда будет сопровождаться электронно-фотонным ливнем.

Электронно-фотонный ливень может возникнуть и самостоятельно, если в атмосферу из космического пространства вошел высокоэнергичный электрон, позитрон или γ -квант.

Если энергия первоначальной частицы превышает 10^{15} эВ, то число частиц в максимуме развития ливня может достигать тысяч, а при еще большей энергии – и миллионов частиц. Из-за сильного рассеяния в атмосфере площадь, занимаемая ливнем на уровне моря, может достигать сотен квадратных метров и даже квадратных километров. Поэтому подобные ливни получили название *широкий атмосферный ливень* (ШАЛ).

Таким образом, на уровне моря поток космических лучей состоит уже только из вторичных частиц. В его составе присутствует небольшое число адронов ($\sim 1\%$) – протоны, нейтроны и пионы, родившиеся в ливне непосредственно над прибором. Основную же часть потока ($\sim 70\%$) составляют мюоны и нейтрино, а на электроны и фотоны приходится $\sim 30\%$. Мюоны и нейтрино из-за своей большой проникающей способности получили общее название “жесткой” или проникающей компоненты вторичных космических лучей, а электроны и γ -кванты – “мягкой” компоненты из-за их сильного поглощения в веществе.

8.3. Прохождение адронов через атмосферу

Напишем уравнения переноса адронов в атмосфере, определяющие изменения плотности потоков частиц с высотой.

8.3.1. Уравнение переноса для протонов

Число частиц на глубине x , г/см², в атмосфере с энергией в диапазоне от E до $E + \Delta E$ будет

$$\frac{\partial N(E, x)}{\partial x} dE = -\frac{N(E, x)}{\lambda_p} dE + \quad (8.5)$$

$$+ \left(\frac{1}{\lambda_p} \int_E^{\infty} N(E', x) n_{pp}(E', E) dE' \right) dE,$$

где первый член в правой части уравнения характеризует уменьшение числа протонов из-за ядерных взаимодействий, а второй – увеличение числа протонов в указанном энергетическом интервале за счет взаимодействий протонов более высоких энергий. В этом уравнении λ_p – средняя длина пробега протонов до ядерного взаимодействия (предполагаем, что она не зависит от энергии); $N(E', x)$ – спектр протонов более высоких энергий; $n_{pp}(E', E)$ – вероятность возникновения протона с энергией E при взаимодействии протона с энергией E' . Отметим, что величина $n_{pp}(E', E)$ при высоких энергиях практически постоянна. Это отражает важную физическую закономерность взаимодействия частиц высокой энергии, получившую название “скейлинг” или *масштабная инвариантность*. В уравнении (8.5) отсутствует член уменьшения числа протонов за счет ионизационных потерь. Это вполне оправдано для высокоэнергичных частиц.

Уравнение (8.5) решают методом последовательных поколений: сначала независимо прослеживают судьбу первичного протона, потом родившихся в первом поколении, затем во втором и т.д. Потоки частиц разных поколений, достигших глубины x , суммируются:

$$N(E, x) = \sum_{i=0}^{\infty} N_i(E, x). \quad (8.6)$$

Очевидно, что нулевое поколение космических протонов, т.е. первичные частицы, будет убывать как

$$N_{p0}(E, x) = A \cdot E^{-\gamma} \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda_p}\right), \quad (8.7)$$

где $A \cdot E^{-\gamma}$ – спектр первичных частиц. Благодаря добавлению протонов за счет взаимодействия частиц более высоких энергий, суммарный поток протонов будет иметь качественно похожую зависимость от глубины атмосферы, как и первичный, однако уменьшаться он будет не столь быстро. В выражении (8.7) λ_p

должна быть заменена на величину $L_p > \lambda_p$. В отличие от длины ядерного поглощения, величина L_p получила название *длина поглощения*. Таким образом,

$$N_p(E, x) = A \cdot E^{-\gamma} \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right). \quad (8.8)$$

Из расчетов, выполненных методом последовательных поколений следует, что

$$L_p = \frac{\lambda_p}{1 - u^{\gamma-1}}, \quad (8.9)$$

где $u = E/E'$ — практически постоянная величина в широком интервале энергий (более нескольких десятков ГэВ). Это проявление скейлинга. Экспериментальное значение L_p для протонов с энергией 20 ГэВ равно 125 г/см^2 , а с энергией 450 ГэВ — 110 г/см^2 .

Подобным образом можно описать прохождение через атмосферу других ядер. Для ядер длина поглощения существенно меньше, чем для протонов, т.к. $\lambda_{яд} < \lambda_p$.

8.3.2. Уравнение переноса для пионов

Изменение потока заряженных пионов $N_\pi(E, x)$ определяется четырьмя факторами:

- появление пионов определенной энергии из-за взаимодействия нуклонов с атмосферой,
- появление пионов определенной энергии при взаимодействии с атмосферой пионов с более высокой энергией,
- выбывание пионов из потока из-за ядерного взаимодействия, распад пионов.

Общее выражение (без учета ионизационных потерь), описывающее изменения числа пионов с глубиной атмосферы, имеет вид

$$\frac{\partial N_\pi(E, x)}{\partial x} dE = \left(\frac{1}{\lambda_p} \int_E^\infty N_p(E', x) n_{p\pi}(E', E) dE' \right) dE + \quad (8.10)$$

$$+ \left(\frac{1}{\lambda_\pi} \int_E^\infty N_\pi(E', x) n_{\pi\pi}(E', E) dE' \right) dE - \frac{N_\pi(E, x)}{\lambda_\pi} dE - \frac{N_\pi(E, x)}{\ell_\pi} dE.$$

Здесь введены дополнительные обозначения: вероятность $n_{p\pi}(E', E)$ рождения пиона с энергией E протоном с энергией E' ; спектр пионов $N_\pi(E', x)$, генерированных в предыдущих актах взаимодействий; вероятность $n_{\pi\pi}(E', E)$ рождения пиона с энергией E пионом с энергией E' ; средняя длина свободного пробега λ_π до ядерного (сильного) взаимодействия пионов; ℓ_π — длина пробега пиона до распада. Длина пробега пиона до распада составляет

$$\ell_\pi = c \frac{\tau_\pi^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = c \tau_\pi^0 \frac{E}{m_\pi^0 c^2}, \quad \text{см}, \quad (8.11)$$

где время жизни — τ_π^0 и m_π^0 — масса пиона в покое. Пробег пиона в единицах г/см^2 :

$$\ell_\pi = c \tau_\pi^0 \frac{E}{m_\pi^0 c^2} \cdot \rho, \quad (8.12)$$

где ρ — усредненная плотность вещества, г/см^2 . Вместе с тем ρ пропорциональна пробегу x и тогда

$$\frac{1}{\ell_\pi} = \frac{C_\pi}{E \cdot x}. \quad (8.13)$$

Здесь C_π — размерная константа, равная 146 ГэВ. Таким образом, четвертый член уравнения (8.10) принимает вид

$$\frac{C_\pi}{E \cdot x} N_\pi(E, x) dE. \quad (8.14)$$

Решение уравнения (8.10) с четвертым членом (8.14) производится также методом последовательных поколений:

$$N_\pi(E, x) = \sum_{i=0}^{\infty} N_{\pi i}(E, x). \quad (8.15)$$

Нулевое поколение отсутствует, поскольку в первичном космическом излучении пионов нет. Первое поколение, возникшее в

протон-ядерных взаимодействиях, является определяющим и его можно представить в следующем виде:

$$N_{\pi 1}(E, x) = A_1 E^{-\gamma+1} \cdot x \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right). \quad (8.16)$$

Это решение справедливо для случая $E \ll C_\pi$, т.е. когда распад является определяющим процессом и быстро "вымирают" малоэнергичные пионы. Спектр становится пологим. Если же $E \gg C_\pi$, то спектр приобретает вид $E^{-\gamma}$, т.е. совпадает с первоначальным спектром протонов. Количество пионов первого поколения проходит через максимум по глубине атмосферы.

Каждое последующее поколение зависит от глубины следующим образом:

$$N_{\pi i} = \frac{x_i}{i!} \exp\left(-\frac{x}{L_\pi}\right). \quad (8.17)$$

Здесь уже используется L_π – *длина пробега поглощения пионов*. Она имеет выражение, сходное с формулой (8.7) для протонов. Экспериментальное значение L_π в диапазоне энергии $2 \div 100$ ГэВ составляет около 150 г/см². Значения λ и $u^{\gamma-1}$ для нуклонов и пионов не одинаковы, поэтому с изменением высоты меняется и состав адронной компоненты, в которую входят, в основном, эти частицы.

В результате всех процессов на высоте ~ 700 г/см² интенсивность адронов имеет величину

$$J_{\text{адр}} = (2,9 \pm 0,4) 10^{-3} \cdot E^{-2,65 \pm 0,10}, \quad \text{част./}(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ}).$$

Из этого потока около 30% приходится на пионы.

8.4. Прохождение мюонов через атмосферу

Мюоны появляются, в основном, в результате распадов пионов (только примерно 10% мюонов обязаны своим появлением распадам каонов). Поэтому спектр мюонов на глубине x , г/см², определяется числом распавшихся к этому моменту пионов и собственным распадом мюонов. Уравнение для потока мюонов на глубине x имеет вид:

$$\frac{\partial N_\mu(E, x)}{\partial x} dE = \left(\int_0^x N_\pi(E, y) \frac{C_\pi}{E y} dy \right) dE - \frac{C_\mu}{E_\mu x} N_\mu(E, x) dE, \quad (8.18)$$

где $N_\pi(E, y)$ – спектр генерированных пионов на глубине $y = x/\lambda_p$, выраженной в единицах ядерного пробега; C_π/Ey – член, характеризующий распад пионов. Второй член в правой части уравнения (8.18) представляет число распавшихся мюонов. Этот член написан по аналогии с распадом пионов и $C_\mu \simeq 2$ ГэВ. В качестве $N_\pi(E, y)$ можно использовать выражение для первого поколения пионов (8.16). Приближенное решение для следующих условий ($E_\mu \gg C_\pi \gg C_\mu$, где $C_\mu \sim 2$ ГэВ, $E_\mu = \frac{m_\mu}{m_\pi} E_\pi \sim \frac{3}{4} E_\pi$) дает энергетический спектр мюонов в виде

$$J_\mu \sim E^{-(\gamma+1)}, \quad (8.19)$$

Здесь спад более крутой, чем в случае первичного спектра протонов. Действительно, измерение потоков мюонов в энергетическом диапазоне $10^2 \div 10^4$ ГэВ показало, что и на уровне моря, и на больших глубинах в грунте их спектр имеет показатель $\gamma_\mu = 3,65 \pm 0,1$.

Отметим некоторые особенности генерации мюонов. Наиболее энергичные мюоны появляются при распаде пионов первого поколения, когда энергия последних наиболее велика. На больших высотах плотность атмосферы мала, и эти быстрые пионы успевают распасться. Ниже в атмосфере, в связи с уменьшением энергии лидирующей частицы, пионы генерируются с меньшей энергией. Кроме того, с увеличением плотности успевают распасться лишь малоэнергичные пионы. Это объясняет, почему спектр становится более крутым. Поэтому наибольший поток высокоэнергичных мюонов приходит к поверхности Земли в горизонтальном направлении.

Строго говоря, при рассмотрении прохождения мюонов через атмосферу необходимо учитывать не только распад мюонов ($\tau_0 \sim 2 \cdot 10^{-6}$ с), но и энергетические потери (прежде всего, ионизационные). Для высокоэнергичных мюонов и то, и другое дает

лишь небольшой эффект, так как взаимодействие мюонов в атмосфере мало (они участвуют в электромагнитных и слабых взаимодействиях), что практически не трансформирует энергетический спектр генерированных мюонов.

Экспериментальное значение зарядового соотношения $n_{\mu^+}/n_{\mu^-} \sim 1,3 \pm 0,03$ отражает избыточный положительный заряд первичного космического излучения.

8.5. Прохождение электронно-фотонной компоненты через атмосферу

Поток электронов в первичном космическом излучении составляет $\sim 1\%$ от потока адронов. Поток позитронов еще на порядок меньше. Космическое γ -излучение составляет не более 10^{-4} от потока протонов. Поэтому основным источником электронно-фотонной компоненты космических лучей в атмосфере являются нейтральные пионы, возникающие при взаимодействии протонов и ядер с атмосферой.

В дальнейшем, независимо от природы, электроны (позитроны) и гамма-кванты при прохождении через атмосферу создают электронно-фотонный каскад (рис. 8.3,б).

Расчет развития электронно-фотонного каскада осуществляется в так называемом приближении А, когда учитываются только тормозное излучение электронов и рождение пар γ -квантами. Приближение А соответствует процессам при энергии частиц, значительно превышающей критическую, которая в атмосфере равна 81 МэВ. При этом используются сечения в условиях полного экранирования.

Обозначим выражением $P(E, t)$ число электронов (позитронов) с энергией в диапазоне $E \div (E + dE)$, достигающих в атмосфере глубины t , которая измеряется в радиационных единицах t_0 (для воздуха $t_0 = 37 \text{ г/см}^2$). Что же касается γ -квантов, то их число равно, соответственно, $\Gamma(E, t)$. Уравнение, описывающее изменение числа электронов с глубиной (каскадное уравнение) должно содержать следующие члены:

увеличение числа электронов за счет рождения электронно-позитронных пар,

увеличение числа электронов за счет торможения электронов больших энергий,

уменьшение числа электронов рассматриваемой энергии за счет тормозного излучения.

Таким образом, каскадное уравнение для электронов (позитронов) будет иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(E, t)}{\partial t} dE = & \left(2 \int_E^\infty \Gamma(E', t) W_{\text{пар}}(E', E) dE' \right) dE + \\ & + \left(\int_E^\infty P(E', t) W_{\text{торм}}(E', E) dE' \right) dE - \\ & \left(\int_0^E P(E, t) W_{\text{торм}}(E, E') dE' \right) dE. \end{aligned} \quad (8.20)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$W_{\text{пар}}(E', E) dE' = \frac{7}{9} \frac{dE'}{t_0 E'} \quad \text{и} \quad W_{\text{торм}}(E', E) dE' = \frac{dE'}{t_0 E'}, \quad (8.21)$$

где $W_{\text{пар}}(E', E) dE'$ и $W_{\text{торм}}(E', E) dE'$ – вероятности рождения пар и тормозного излучения в условиях полного экранирования (приближение А).

Соответственно, по мере углубления в атмосферу количество гамма-квантов изменяется:

увеличивается за счет тормозного излучения электронов, уменьшается за счет рождения электронно-позитронных пар. Каскадное уравнение для гамма-квантов имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Gamma(E, t)}{\partial t} dE = \\ \left(\int_E^\infty P(E', t) W_{\text{торм}}(E', E) dE' \right) dE - \end{aligned}$$

$$- \left(\int_0^E \Gamma(E, t) W_{\text{нар}}(E', E) dE' \right) dE. \quad (8.22)$$

Решение интегральных уравнений (8.20) и (8.22) проводится довольно сложным методом функциональных преобразований. Здесь мы выделим наиболее важные результаты этих расчетов:

– интегральный спектр, который обычно измеряется в экспериментах,

$$N(E_0, E, t) = \int_E^{E_0} P(E, t) dE, \quad (8.23)$$

представляющий собой полное число частиц с энергией, превышающей E (здесь E_0 обозначает энергию первоначальной частицы);
– максимум развития ливня (где присутствует наибольшее число частиц с энергией, превышающей E) достигается на глубине

$$t_{\text{макс}} = 1,01 \ln(E_0/E); \quad (8.24)$$

– число частиц в максимуме развития каскада

$$N_{\text{макс}} = \frac{0,137}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{E}}} \left(\frac{E_0}{E} \right); \quad (8.25)$$

– спектр частиц в максимуме ливня имеет следующий вид:

$$N(E, t_{\text{макс}}) \sim E^{-1}. \quad (8.26)$$

Степенной спектр возникает и в том случае, когда $E \ll E_0$, т.е. и после максимума развития ливня. Однако показатель спектра становится больше единицы (спектр более "крутой"), т.к. происходит быстрое поглощение частиц.

Для учета ионизационных потерь электронов (решение в приближении Б) в уравнение (8.20) необходимо включить дополнительный член вида

$$\in \frac{\partial P(E, t)}{\partial t}, \quad (8.27)$$

где \in – критическая энергия (для воздуха $\in \sim 81$ МэВ). Теперь $t_{\text{макс}}$ и $N_{\text{макс}}$ также зависят от критической энергии, и выражения (8.24) и (8.25) принимают вид для легкого вещества (воздух, вода):

$$t_{\text{макс.л}} = \ln \frac{E_0}{\in}, \quad (8.28)$$

$$N_{\text{макс.л}} = \frac{0,3}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{\in}}} \frac{E_0}{\in}. \quad (8.29)$$

Для более тяжелого вещества (железо, свинец)

$$t_{\text{макс.г}} = k_1 \cdot t_{\text{макс.л}}, \quad (8.30)$$

$$N_{\text{макс.г}} = k_2 \cdot N_{\text{макс.л}}, \quad (8.31)$$

где $k_1 \sim 1,35$ и $k_2 \sim 0,2$.

Чем плотнее вещество, через которое проходит ливень, тем ниже критическая энергия и тем глубже (т.е. при большем t) наступает максимум развития ливня. Это обстоятельство приводит к появлению т.н. переходного эффекта, который возникает при развитии электромагнитного ливня в веществе, состоящем из слоев разной плотности.

На рис. 8.4 представлены зависимости $N(E_0, E, t)$ для разных значений E_0 , т.н. *каскадные кривые*.

При аналитическом решении уравнений вводится еще один параметр – возраст ливня s , который равен нулю в исходной точке ливня, единице – в максимуме развития ливня и больше единицы – в области затухания ливня. Каскадные кривые, представленные в зависимости от s , подобны для разных энергий (см. рис. 8.4). В частности,

$$N(E_0, E, t) \sim E^{-s}. \quad (8.32)$$

Обозначим полную площадь под каскадной кривой буквой S (полное число частиц в ливне):

$$S = \int_0^{\infty} N(t) dt, \quad (8.33)$$

где $N(t)$ – число частиц в ливне на глубине t . На участке пути dt частицы теряют энергию $\Delta E = N(t) \in dt$. Тогда энергия первоначальной частицы равна сумме энергий всех частиц в

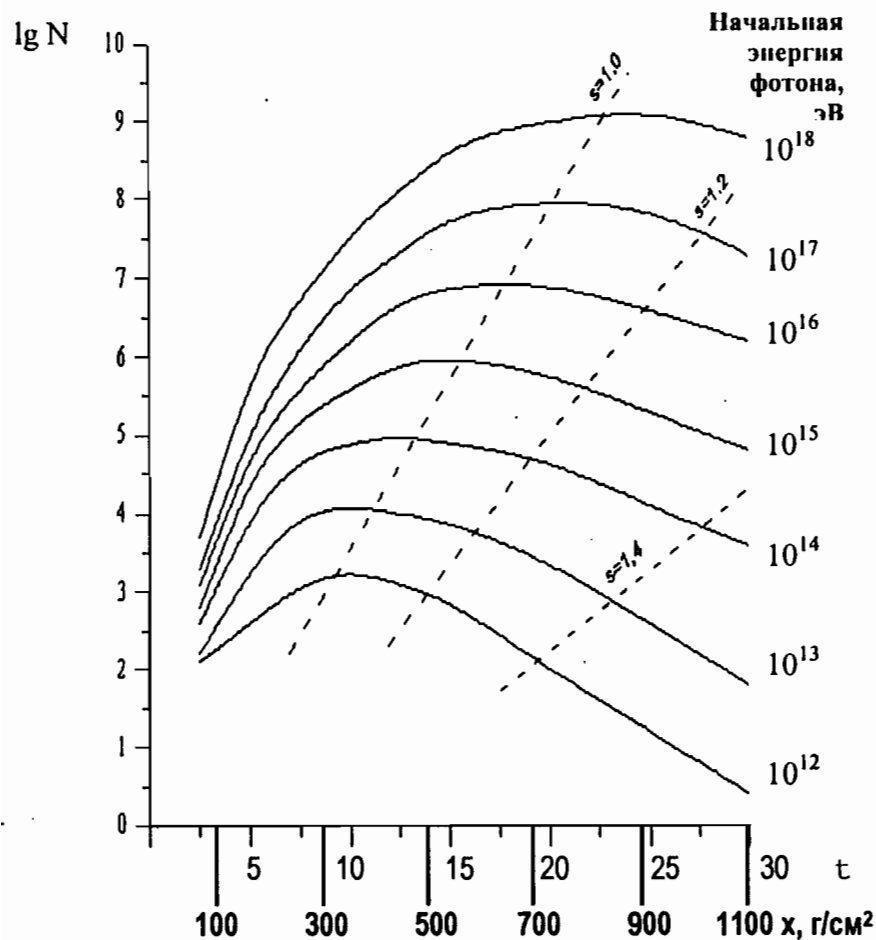


Рис. 8.4. Зависимость количества частиц N в электромагнитном каскаде от остаточной глубины атмосферы t

ливне:

$$E_0 = \int_0^{\infty} N(t) \in dt = \in S, \quad (8.34)$$

т.е. если мы определим (измерим) каскадную кривую, то можем вычислить и энергию первичной частицы.

По мере развития ливень расширяется. Это определяется, в основном, многократным кулоновским рассеянием электронов. Поэтому поперечные размеры r ливня обратно пропорциональны энергии электронов:

$$r \sim \langle \theta \rangle \sim \frac{1}{E}, \text{ так что } rE \sim \text{const}. \quad (8.35)$$

На глубине t число ливневых частиц с энергией, превышающей E ,

$$N(E_0, E, t) \sim f\left(\frac{E_0}{E}, t\right) \sim f\left(\frac{E_0 \cdot r}{\text{const}}, t\right). \quad (8.36)$$

Тогда

$$N(E_0, r, t) \sim f'(E_0 \cdot r, t). \quad (8.37)$$

Таким образом, число частиц в ливне в радиусе r от его оси на некоторой глубине t будет пропорционально выражению $f'(E_0 \cdot r, t)$. Функцию $f'(E_0, r, t)$ рассчитывают аналитически для различных значений произведения $E_0 r$ в зависимости от t (рис. 8.5). Это позволяет, измерив число частиц с энергией более E на площади радиусом r вокруг оси ливня на глубине t , определить энергию E_0 первоначальной частицы, воспользовавшись графиком на рис. 8.5.

В экспериментальных исследованиях широких атмосферных ливней именно таким образом и определяют характеристики ливня, в том числе природу и энергию первичной частицы. Расположив на уровне моря сцинтилляционные детекторы, позволяющие измерить пространственное распределение частиц, определяют характеристики ливня.

Необходимо помнить, что полученные аналитическим путем значения $N(E, E_0, t)$ – это лишь средние значения. В действительности эти величины сильно флуктуируют.

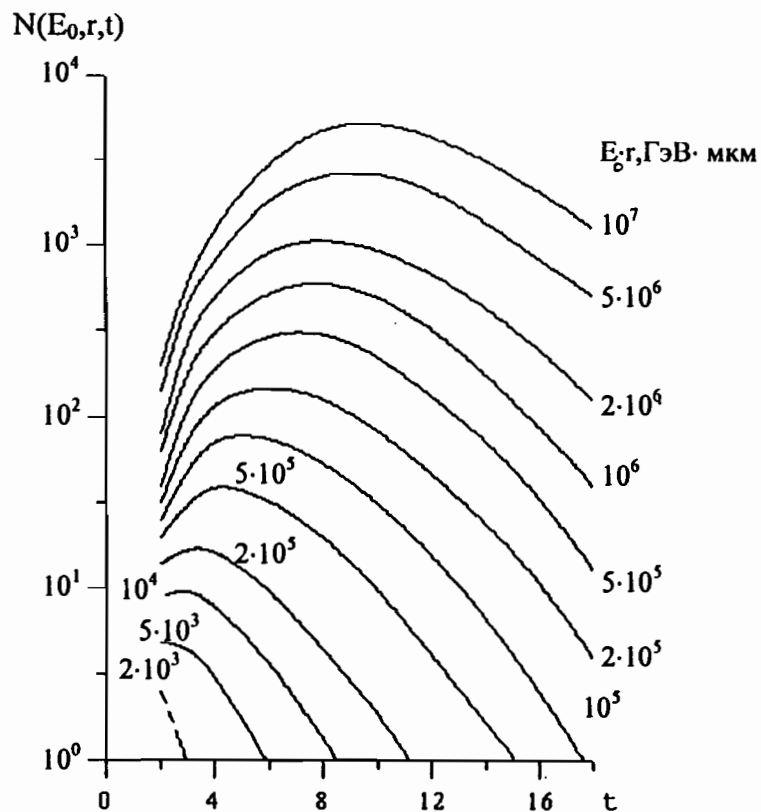


Рис. 8.5. Число электронов в круге радиусом r для ливней, вызванных электронами (расчетные кривые для фотоэмульсии)

Выше указывалось, что если ливень образовался от адронов, то в центральной части ливня сосредоточена адронная компонента, а электронно-фотонная компонента расположена как в центральной, так и в периферийной частях ливня. В чистом электронно-фотонном ливне (электромагнитном каскаде) в центральной части также могут находиться адроны, которые возникают в фотоядерных реакциях. В небольшом числе возникают и мюоны как в результате распада пионов, так и в результате прямого фоторождения.

9. Потоки космического излучения на уровне моря

9.1. Состав космического излучения на уровне моря

Теперь можно привести основные данные по потокам космических лучей на уровне моря. Подчеркнем еще раз, что первичное космическое излучение полностью поглощается в атмосфере, за исключением слабозаимодействующих нейтрино. На уровне моря можно регистрировать лишь вторичное излучение, в состав которого входят так называемые жесткая компонента – мюоны и нейтрино, и мягкая компонента – электроны, позитроны и γ -кванты. Не более одного процента составляют адроны – нейтроны, протоны. Общий ход интенсивности различных составляющих потока космических лучей ($E \geq 100$ МэВ) по глубине атмосферы приведен на рис. 9.1. Значения вертикального интегрального потока жесткой и мягкой компонент на уровне моря таковы:

$$J_{\text{жест}}(> E) \sim 0,82 \cdot 10^{-2}, \quad 1/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}).$$

Причем около 30% жесткой компоненты составляют нейтрино;

$$J_{\text{мягк}}(> E) \sim 0,31 \cdot 10^{-2} \quad 1/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}),$$

в мягкой компоненте примерно 10% приходится на γ -кванты.

Поток вторичных частиц на уровне моря почти на порядок меньше первичного, падающего на внешнюю границу атмосферы. Да и средняя энергия вторичных частиц тоже почти на порядок меньше. Это означает, что космическое излучение теряет при прохождении атмосферы почти 95% своей энергии.

Не надо забывать, что речь идет об усредненных потоках одиночных частиц. В случае же регистрации широкого атмосферного ливня соотношение между различными компонентами будет существенно иным: основную долю составят электроны и фотоны, сравнительно незначительную часть – адроны и мюоны, сосредоточенные в центральной части (в стволе) ливня.

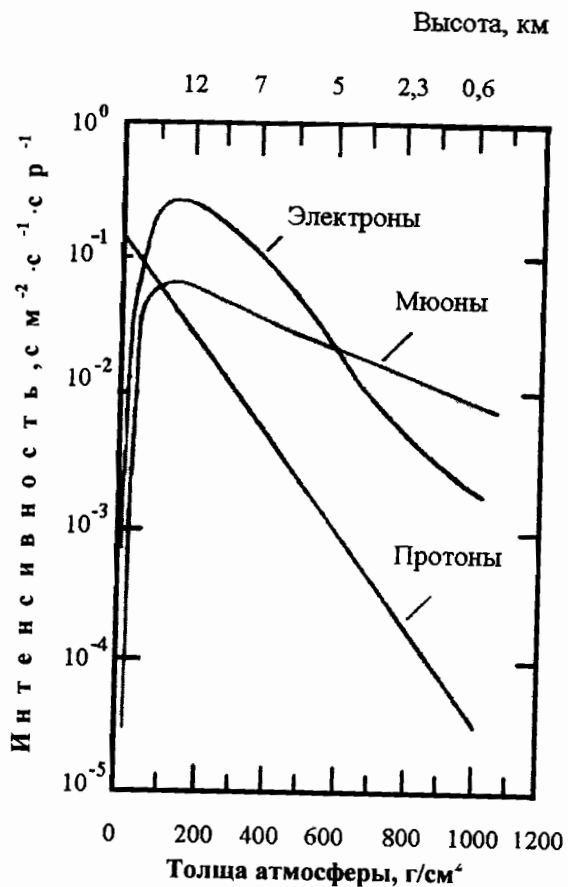


Рис. 9.1. Интенсивность $J(>E)$ вторичных космических лучей в атмосфере

Угловое распределение вторичных частиц носит, в основном, изотропный характер, но с ростом энергии изотропия все больше нарушается: мягкая компонента сосредотачивается вокруг вертикального направления, а жесткая группируется ближе к горизонтальной плоскости.

Как отмечалось в разд. 7, интенсивность космического излучения возрастает с увеличением широты места измерения. С

увеличением геомагнитной широты уменьшается значение пороговой (критической) жесткости и больший поток первичных космических лучей падает на верхнюю границу атмосферы на данной широте. Соответственно, возрастает и поток вторичных частиц. Изменение потока с геомагнитной широтой получило название *широтный эффект*. Однако уже на геомагнитной широте $\sim 51^\circ$ рост интенсивности прекращается, и при дальнейшем возрастании широты интенсивность остается постоянной (рис. 9.2). Этот эффект получил название *высокоширотного обрезания*. Он связан уже с магнитным полем Солнечной системы, препятствующим проникновению галактических лучей с энергией ≤ 1 ГэВ в глубь гелиосферы. Как раз на геомагнитной широте $\sim 50^\circ$ жесткость обрезания для протона составляет приблизительно один гигаэлектронвольт, поэтому в галактических лучах, достигающих орбиты Земли, практически отсутствуют протоны с энергий < 1 ГэВ.



Рис. 9.2. Широтный эффект вторичных космических лучей на уровне моря

9.2. Временные вариации интенсивности космического излучения

9.2.1. Вариации потоков космических лучей, регистрируемых на уровне моря

Потоки космических лучей, регистрируемые на уровне моря, испытывают довольно сильные временные вариации нескольких типов.

Первый тип. Наблюдается небольшая звездная зависимость потоков. Она связана с неизотропным распределением первичных космических лучей, попадающих в гелиосферу, и проявляется в изменении их интенсивности в зависимости от ориентации приборов в звездных координатах. Очевидно, что звездные вариации характерны для частиц сверхвысоких энергий.

Второй тип. Этот тип вариаций определяется Солнцем и наиболее существен. Он подразделяется на долговременные, суточные, аperiodические и вспышечные категории:

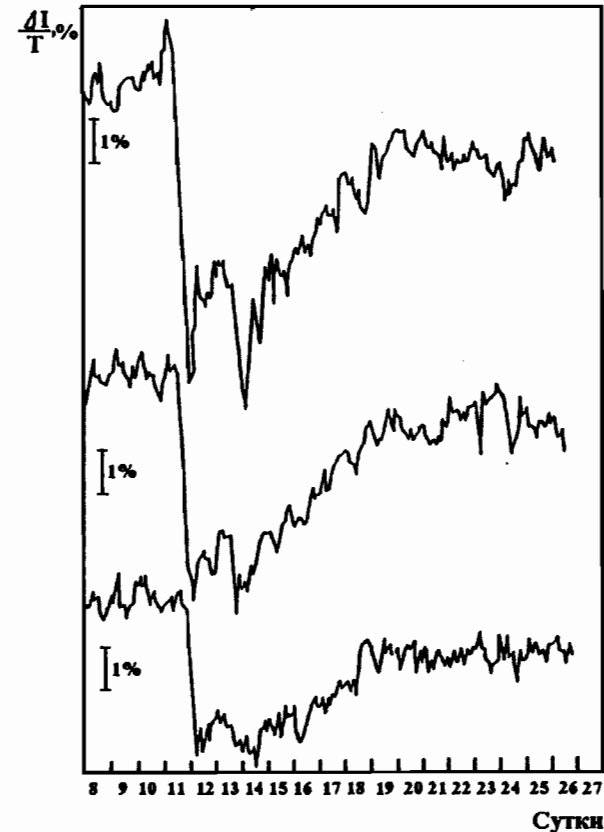
Долговременные вариации (двадцатидвухлетняя, одиннадцатилетняя и 27-дневная) связаны с периодичностью солнечной активности, собственным вращением Солнца и модуляцией потоков первичного космического излучения в гелиосфере. Как следствие, изменяются потоки вторичных космических лучей на уровне моря.

Суточные вариации возникают по двум причинам. Форма магнитного поля Земли сильно меняется в течение суток: из-за давления солнечного ветра магнитное поле сплюснуто с дневной стороны и вытянуто – с ночной (см. рис. 7.2). Это отражается на прохождении первичного космического излучения через магнитосферу и вызывает дневные и ночные вариации интенсивности космического излучения. На эти изменения накладываются долговременные вариации солнечной активности, что приводит к изменению магнитного поля у Земли в пределах 0,5%.

Третья подгруппа вариаций связана с солнечной вспышечной активностью. Эта активность меняет обстановку во внутренней части гелиосферы, где расположена планета Земля. Под давлением возросшего солнечного ветра резко изменяются как конфигурация магнитосферы Земли, так и геомагнитное обрезание.

Все это приводит к резким изменениям (уменьшению) интенсивности космического излучения, получившим название *Форбуш-понижения* (рис. 9.3).

Во время солнечных вспышек могут возникать потоки высокоэнергичных протонов и потоки высокоэнергичных нейтронов. Это также будет приводить к изменению потоков вторичного космического излучения, прежде всего, в верхней атмосфере и на уровне моря.



Май 1959 г.

Рис. 9.3. Эффект Форбуша. Эффект возрастает с увеличением геомагнитной широты (верхний график получен на станции, расположенной в районе полярного круга)

Третий тип. Эти вариации связаны с изменением условий взаимодействия первичного и вторичного космического излучения в верхней атмосфере.

Когда температура и давление меняются в атмосфере (чаще всего, по сезонным причинам), значительно изменяется картина взаимодействия космического излучения прежде всего в верхней атмосфере: изменится пробег до взаимодействия первичных космических лучей (выраженный не в г/см², а в единицах длины), меняется соотношение между распадом и взаимодействием пионов. Связанные с этими эффектами изменения получили название *температурных и барометрических вариаций*.

Наконец, отметим, что в далеком прошлом первичный поток космических лучей вблизи Земли не раз испытывал вариации. Эти вариации можно оценить по распространенности радиоактивных нуклидов, возникших при облучении стабильных изотопов потоками космического излучения.

В земной атмосфере под действием вторичных космических нейтронов непрерывно образуется радиоактивный углерод ¹⁴C:



Затем он участвует, как и обычный углерод, в биологическом углеродном цикле. После смерти (гибели) растения или животного поступление радиоактивного углерода в организм прекращается и накопившийся за время жизни объекта радиоактивный углерод только распадается. Период полураспада ¹⁴C составляет $T_{1/2} = 5,5$ тысяч лет. Например, по определению содержания радиоактивного углерода в кольцах древних деревьев можно определить изменения потоков космических лучей в течение последних 30 тыс. лет.

Самые отдаленные по времени изменения интенсивности потоков космических лучей можно обнаружить по содержанию радиоактивных изотопов в падающих на Землю метеоритах и в лунных породах. Используя долгоживущие изотопы (например, ¹⁰Be), осевшие в антарктическом льде, удастся проследить изменения потоков космических лучей за времена до нескольких миллионов лет в прошлом. Еще более продолжительные периоды времени

можно исследовать по изотопам ⁴⁰K₁₉ в метеоритах.

Результаты исследований показывают, что интенсивность космических лучей в течение столь долгого периода была почти неизменной, хотя бывали и кратковременные периоды, когда она возрастала в несколько раз. В частности, одно из таких возрастных было около 30 тысяч лет тому назад.

9.2.2. Математическое описание вариаций потоков вторичного космического излучения

В общем виде интенсивность вторичного космического излучения на некоторой высоте h при геомагнитном обрезании g можно описать следующей формулой:

$$J_g^i(h) = \int_g^\infty F^i(E) m^i(E, h) dE \quad \text{част./}(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ}). \quad (9.2)$$

Здесь $F^i(E)$ – спектр i -го вида первичного космического излучения, включая и солнечные космические лучи; $m^i(E, h)$ – *интегральная кратность*, т.е. число вторичных частиц, возникающих в одном акте взаимодействия первичной частицы в атмосфере.

Относительные вариации интенсивности космического излучения в зависимости от причин (изменение первичного спектра, геомагнитного порога обрезания и интегральной кратности) выражаются уравнением

$$\frac{\Delta J_g^i(h)}{J_g^i(h)} = \int_g^\infty \frac{\partial F^i(E)}{F^i(E)} \frac{F^i(E) m^i(E, h) dE}{J_g^i} + \frac{\Delta g}{g} \frac{F^i(E) m^i(E, h)}{J_g^i} + \int_g^\infty \frac{\partial m^i(E, h)}{m^i(E, h)} \frac{F^i(E) m^i(E, h) dE}{J_g^i}. \quad (9.3)$$

Таблица.9.1

Вариации космического излучения на уровне моря

Тип вариации	Причина вариации	Масштаб вариации по интенсивности, %	Временной масштаб	Потоки частиц*
Звездно-суточная вариация	Анизотропия галактических космических лучей	$\sim 0,2$	1 сутки	мюоны
Солнечные циклы	Периоды солнечной активности	$< 0,5$	22 года	мюоны
		≤ 6	11 лет	мюоны
		$0,7 \div 1$	27 дней	мюоны
		≤ 10	1 сутки	мюоны
Форбуш-понижения	Изменение геомагнитного порога	≤ 5	1 сутки	мюоны
		≤ 10	быстрая $1,5 \div 2\%/ч$	нейтроны (1 ГэВ)
			медленная $0,02 \div 0,05\%/ч$	мюоны
СКЛ**		≤ 5000	от десятков	мюоны
		$< 10^{2-3}$ на борту ИСЗ	минут до нескольких часов	нейтроны (борт ИСЗ)
Изменения температуры и давления (сезонные)	Изменение интегральной кратности (изменение плотности атмосферы)	≤ 5		мюоны
		$0,1 \div 0,2/град$		мюоны
		$0,1 \div 0,2/мбар$		мюоны
		0,7		нейтроны

*По потоку данных частиц, измеренному на уровне моря, определяют тип вариации.

**Солнечные космические лучи от солнечных вспышек.

Три члена уравнения соответствуют трем типам вариаций. Первый член учитывает галактическую (звездную) анизотропию потоков. Второй – выражает изменения геомагнитного обрезания (например, Форбуш-понижения). Третий – отражает изменение кратности, обусловленные сезонными изменениями плотности атмосферы (зависящими от давления и температуры). Вариации всех типов могут быть прослежены при измерениях с поверхности Земли, за исключением изменений первичного спектра, которые можно обнаружить надежно лишь в измерениях за пределами земной атмосферы.

Характерные особенности вариаций потоков космического излучения сведены в таблицу 9.1, где использованы как расчеты по (9.3), так и непосредственно измеренные экспериментальные данные.

10. Радиационный пояс Земли

10.1. Общее описание радиационного пояса

Внутри магнитосферы, как и в любом дипольном поле, есть области, недоступные для частиц с энергией E , меньшей критической $E_{кр}$. Частицы с энергией $E < E_{кр}$, которые все-таки уже там находятся, не могут покинуть эти области. Эти запрещенные области магнитосферы называют *зонами захвата*. В зонах захвата дипольного (строго говоря, квазидипольного) поля Земли действительно удерживаются значительные потоки захваченных частиц (прежде всего, протонов и электронов). Время удержания частиц в зонах захвата довольно продолжительное. Заполненная частицами область захвата выглядит в первом приближении как тороид ("бублик"), опоясывающий земной шар.

В табл. 10.1 приводятся сравнительные размеры зон захвата (максимальное и минимальное расстояния от поверхности Земли, выраженные в радиусах земного шара), полученные на основании расчета движения частиц в поле диполя, и энергии захваченных частиц. Из таблицы видно, во-первых: чем выше энергия протонов и электронов, тем ближе к Земле зона их захвата. Есть и второе, очень важное обстоятельство: частицы могут существовать в области захвата при условии, что нижняя граница области проходила бы выше верхней границы атмосферы. В противном случае частицы, перемещаясь внутри области захвата, будут попадать в плотные слои атмосферы, а еще хуже – на Землю, где и погибнут.

Таблица. 10.1

Размеры зоны захвата и энергии захватываемых частиц

r_{\max} в радиусах Земли	r_{\min} в радиусах Земли	$\frac{pc}{Ze} = \mathfrak{R}$, ГВ	E_p , ГэВ	E_e , ГэВ
1,00	0,41	59,50	58,60	59,50
2,00	0,83	14,90	24,00	14,90
4,00	1,66	3,720	2,900	3,720
6,00	2,49	1,650	0,960	1,650
10,0	4,14	0,600	0,173	0,600
15,0	6,21	0,254	0,336	0,264

10.2. Движение частиц, захваченных в радиационном поясе Земли

Допустим, что в магнитном поле скорость заряженной частицы направлена под углом θ (т.н. *pitch-угол*) к направлению магнитной силовой линии, на которой в данный момент времени находится частица. Тогда вектор скорости частицы может быть разложен на две составляющие: вдоль магнитной силовой линии и поперек. Движение частицы также может быть разложено на два: одно поступательное вдоль направления магнитной силовой линии, а другое вращательное, т.н. ларморовское - вращение частицы вокруг магнитной силовой линии. Центр вращения называют *ведущим центром* траектории частицы. В совокупности эти движения создают спиральное движение – частица навивается на магнитную силовую линию, а ведущий центр перемещается вдоль магнитной силовой линии.

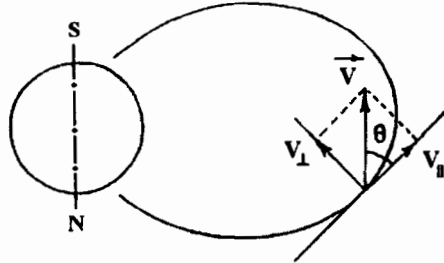
По мере перемещения частицы от экватора вдоль магнитной силовой линии на неё действует возрастающая сила, противодействующая ее углублению в область большей магнитной напряженности, что напоминает *архимедову силу*. Благодаря этой силе, при приближении к северному или южному полюсу поступательное движение замедляется и, наконец, совсем прекращается. В этом состоянии частица совершает только ларморовское вращение. Сила, противодействующая движению частицы к магнитным полюсам, продолжает действовать. Поэтому начинается спиральное движение в противоположную сторону. Точку, где продвижение частицы вдоль магнитной силовой линии остановилось, а затем изменилось на обратное, называют *зеркальной точкой*. При приближении к противоположному полюсу процесс повторяется. Таким образом, захваченная частица совершает сразу два движения: колебательное между зеркальными точками и вращательное вокруг силовой линии (рис. 10.1). Ниже будет показано, что, кроме двух описанных движений, есть и третье.

Вернемся теперь к ларморовскому вращению. Период T_L вращения частицы вокруг силовой линии определяется из равенства центробежной силы силе Лоренца (в физике радиационных поясов традиционно используют индукцию B , хотя в космическом

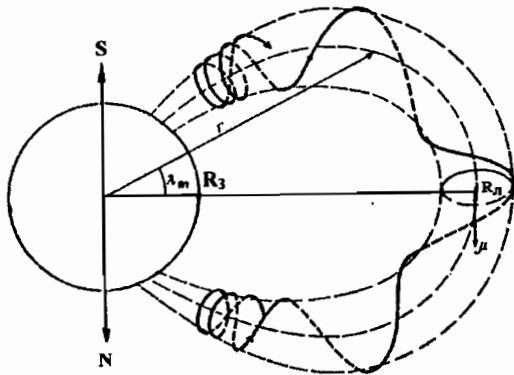
пространстве $B \equiv H$, т.к. $\mu_0 = 1$):

$$\frac{mv_{\perp}^2}{R_{Л}} = \frac{e}{c} v_{\perp} B, \quad (10.1)$$

$$T_{Л} = \frac{2\pi R_{Л}}{v_{\perp}} = \frac{2\pi R_{Л}}{v \sin \theta} = 2\pi \frac{mc}{eB}. \quad (10.2)$$



а)



б)

Рис. 10.1. Разложение вектора скорости на две составляющие (а); движение частицы между зеркальными точками (б)

Мы предполагаем, что магнитное поле достаточно однородно, т.е. оно имеет очень малый пространственный градиент на лар-

моровском радиусе. Это условие записывается как

$$R_{Л} \left| \frac{\partial B}{\partial r} \right| \ll B. \quad (10.3)$$

Предполагаем также, что за время одного оборота магнитное поле изменяется лишь на малую величину. Это предположение выражается неравенством

$$T_{Л} \left| \frac{\partial B}{\partial t} \right| \ll B. \quad (10.4)$$

Ограничения (10.3) и (10.4) соответствуют условиям адиабатичности. Если они выполняются, задача о движении частицы в магнитном поле решается довольно просто.

В табл. 10.2 приведены значения ларморовских радиусов, выраженных в единицах радиуса Земли, для протонов и электронов различных энергий. Из таблицы видно, что ларморовские радиусы могут быть столь большими, что частица не сможет избежать касания Земли и погибнет. По этой причине для выполнения условий захвата нужно удовлетворить дополнительное требование

$$R_{Л} \ll R_3, \quad (10.5)$$

где R_3 - радиус Земли. Обычно ограничиваются неравенством $R_{Л}/R_3 \leq 0,1$.

Таблица. 10.2

Радиусы ларморовского вращения

Энергия, кэВ	$R_{Л}$ для электронов, км	$R_{Л}$ для протонов, км
10	0,087	3,710
10^2	0,287	11,70
10^3	1,220	37,10
10^4	12,20	118,0
10^5	122,0	381,0
10^6	—	1451

Строго говоря, в дипольном поле обеспечить выполнение первого условия адиабатичности (10.3) нельзя. На протяжении од-

ного оборота частицы вокруг магнитной силовой линии напряженность магнитного поля меняется: она больше на внутренней части ларморовской окружности, чем на внешней. Соответственно, и ларморовский радиус меньше на внутренней части траектории по сравнению с внешней. По этой причине частица, совершив полный оборот, промахивается мимо исходной точки, а центр ларморовской окружности несколько смещается к западу в случае положительного заряда у частицы или к востоку — в случае отрицательного. На последующих оборотах такое смещение будет продолжаться. Так возникает третий вид движения — *долготный дрейф* (рис. 10.2)

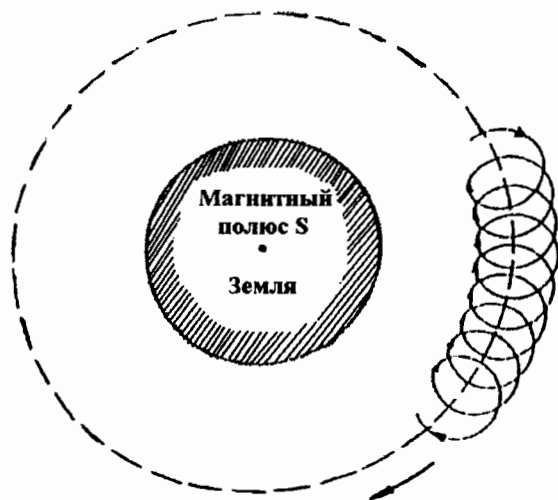


Рис. 10.2. Долготный дрейф протонов (вид с южного магнитного полюса)

10.3. Адиабатические инварианты движения захваченных частиц

Рассмотрим теперь более подробно некоторые особенности движения частицы в дипольном магнитном поле.

10.3.1. Первый адиабатический инвариант

Ларморовское вращение частицы приводит к возникновению магнитного момента, величина которого равна:

$$\mu = \frac{1}{c} \pi R_L^2 j_L, \quad (10.6)$$

Здесь j_L — ток, который равен произведению заряда частицы e на частоту ларморовского вращения

$$\omega_L = \frac{1}{T_L} = \frac{v \sin \theta}{2\pi R_L} = \frac{eB}{2\pi mc}. \quad (10.7)$$

Отметим, что частоты по порядку величины для частиц с энергией несколько МэВ равны 10^6с^{-1} для электронов и 10^3с^{-1} для протонов. Подставляя в выражение (10.6) значения j_L и ω_L , получаем магнитный момент

$$\mu = \frac{mv^2 \sin^2 \theta}{2B}. \quad (10.8)$$

Так как при движении в магнитном поле параметры v , p , E сохраняются по величине, магнитный момент

$$\mu \sim \frac{\sin^2 \theta}{B} = \text{const}, \quad (10.9)$$

если нет торможения. Это и есть *первый адиабатический инвариант*. В каждый момент времени магнитный момент направлен по касательной к магнитной силовой линии, следуя за всеми ее изгибами. Эту ситуацию обычно так описывают словами: ведущий центр "обладает" магнитным моментом и движется вдоль магнитной силовой линии.

Индукция B изменяется вдоль магнитной силовой линии, соответственно будет меняться и питч-угол. При определенном значении индукции магнитного поля оказывается, что $\sin \theta = 1$. Тогда \vec{v} становится перпендикулярным к \vec{B} , и дальнейшее продвижение вдоль силовой линии к полюсу прекращается. С этого момента

и начинается обратное спиральное движение частицы к противоположному полюсу. Эти осцилляции между двумя зеркальными точками объясняются взаимодействием двух сил, а именно, силы инерции, определяемой начальной скоростью частицы вдоль силовой линии, и “возвращающей” силы, которая возрастает по мере передвижения частицы от экватора к полюсу, т.е. в область с более высокой напряженностью магнитного поля. Возвращающая сила $F_{||}$ параллельна магнитной силовой линии и равна

$$F_{||} = \frac{e}{c} \cdot [v_{\perp} \cdot B_r], \quad (10.10)$$

где B_r – радиальная составляющая индукции магнитного поля.

Таким образом, если на магнитном экваторе частица имела некоторый питч-угол θ , то ему соответствует определенное значение поля B_3 , при котором произойдет отражение. Магнитное поле B_3 находится на определенной географической широте, т.е. частица будет совершать осцилляции между определенными географическими широтами. Частоты колебаний электронов и протонов с энергией в несколько десятков МэВ составляют соответственно $\sim 1 \div 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ и $\sim 10^{-1} \div 10^{-2} \text{ с}^{-1}$.

В стационарных условиях эти осцилляции могут продолжаться бесконечно. Однако частицы тратят энергию на ионизацию остаточной атмосферы, на синхротронное излучение (электроны) и поэтому замедляются. Они могут также рассеиваться. Все это вместе взятое влияет на условия движения частицы – приводит к изменению ее скорости и питч-угла. Особенно важным оказывается высота зеркальных точек. Если зеркальная точка расположена выше верхней границы атмосферы ($\sim 100 \text{ км}$), то ионизационные потери пренебрежимо малы и число осцилляций велико. Для частиц с питч-углом $\theta = 0$ на магнитном экваторе зеркальной точки B_3 нет. Поэтому такие частицы будут проникать в плотные слои атмосферы и даже достигать поверхности Земли. Там они и гибнут.

Наконец, дополнительная сила

$$F_g \sim [\vec{B} \cdot \nabla \vec{B}] \quad (10.11)$$

создает долготный дрейф частиц, о котором говорилось выше. И если при долготном дрейфе зеркальные точки нигде не опускаются ниже 100 км, то частица обойдет Землю без каких либо последствий. Частота долготного дрейфа – десятые доли герца для электронов и тысячные – для протонов с энергиями, указанными выше.

10.3.2. Второй адиабатический инвариант

Интеграл действия при колебательном движении между южной ($S_{\text{ю}}$) и северной ($S_{\text{с}}$) магнитными зеркальными точками имеет вид

$$J = \int_{S_{\text{ю}}}^{S_{\text{с}}} p_{||} ds. \quad (10.12)$$

Здесь $p_{||} = p \cos \theta$ – составляющая импульса вдоль направления магнитной силовой линии, θ – питч-угол, ds – элемент пути. Очевидно, что $p \cos \theta = p \sqrt{1 - \sin^2 \theta}$. С другой стороны, в зеркальной точке $\sin^2 \theta / B = 1 / B_3$. Воспользовавшись этим равенством, можно переписать выражение для $p_{||}$ в следующем виде:

$$p_{||} = p \sqrt{1 - B / B_3}. \quad (10.13)$$

В магнитном поле $p = \text{const}$, и поэтому

$$J = p \int_{S_{\text{ю}}}^{S_{\text{с}}} \sqrt{1 - B / B_3} ds. \quad (10.14)$$

Теперь можно ввести величину I , определяемую как

$$I = \frac{J}{p} = \int_{S_{\text{ю}}}^{S_{\text{с}}} \sqrt{1 - B / B_3} ds. \quad (10.15)$$

Если I сохраняется при каждой осцилляции частицы между двумя зеркальными точками и эта частица одновременно совершает долготный дрейф, то она находится на вполне определенных

силовых линиях. Эти силовые линии составляют поверхность. Иногда эту поверхность сравнивают с некой оболочкой. Однако она скорее напоминает замкнутый выпуклый пояс, где верхний (северный) и нижний (южный) края – это широты расположения зеркальных точек. Края "пояса", его "выпуклость" или "вогнутость" зависят уже от конкретной конфигурации магнитного поля Земли. Реальный пояс для конкретной частицы имеет толщину, определяемую ее ларморовским радиусом. Разные захваченные частицы отличаются импульсами, питч-углами и т.п., поэтому каждая частица имеет свой "пояс". Все вместе они образуют радиационный пояс, окружающий Землю (рис. 10.3).

10.4. Магнитные координаты и координаты Мак-Илвайна

Как нам уже известно из разд. 7, для описания движения частицы в дипольном магнитном поле Земли используются магнитные координаты: радиус-вектор r и геомагнитная широта λ_M . Ранее было показано, что ведущий центр частицы всегда находится на определенной силовой линии, и его положение в данный момент отмечено значением B на этой линии. Значения B лежат в интервале от $B_{з.ю}$ до $B_{з.с}$. Поэтому часто используют систему Мак-Илвайна, в которой за координаты принимаются B и безразмерная величина L (см. разд. 7.1). Как в системе координат (r, λ_M) , так и в системе (L, B) отсутствует зависимость от долготы (предполагается, что диполь достаточно правильный).

В случае идеального диполя соотношения между координатами (L, B) и (r, λ_M) имеют следующий вид:

$$\cos^2 \lambda_M = 2/L; \quad B = \frac{M_3}{r^3} (4 - (3r/L))^{1/2}, \quad (10.16)$$

где M_3 – магнитный момент дипольного магнитного поля Земли.

10.5. Природа частиц, заполняющих радиационный пояс

Как заряженные частицы попадают в запрещенные зоны? Как они уходят из зон захвата?

10.5.1. Первый и главный механизм – распад нейтронов альбедо

В разд. 8 было показано, что процесс взаимодействия ядер первичного космического излучения с атмосферой сопровождается возникновением нейтронов. Поток нейтронов, идущий от Земли (нейтроны альбедо), беспрепятственно проходит сквозь магнитное поле Земли. Поскольку нейтроны нестабильны ($\tau_n^0 \sim 1000$ с), часть из них распадается в зонах, недоступных для заряженных частиц малых энергий. Таким образом, продукты распада нейтронов – протоны, электроны и нейтрино – рождаются прямо в

зонах захвата (рис. 10.4). В зависимости от энергии и питч-углов эти протоны и электроны могут либо оказаться захваченными, либо покинуть эту область.

Нейтроны альbedo обеспечивают радиационный пояс протонами с энергией до 10^3 МэВ и электронами с энергией до нескольких МэВ.

10.5.2. Второй механизм – радиальная диффузия

Идея механизма заключается в следующем: солнечный ветер, обтекающий магнитосферу, может входить в глубь магнитного поля Земли в районе нейтрального слоя магнитосферы, где происходят перезамыкания силовых линий (рис. 10.5). Оказываясь на магнитной силовой линии, частицы участвуют в трех описанных выше движениях. Притом, находясь на определенной силовой линии L , захваченная частица имеет определенную энергию E (см. (10.8))

$$\mu = \frac{mv^2}{2B} = \frac{E}{B} = \text{const.} \quad (10.17)$$

В свою очередь, B и L связаны простым соотношением

$$B \sim \frac{1}{r^3} \sim \frac{1}{L^3}. \quad (10.18)$$

Из соотношений (10.17) и (10.18) следует, что

$$EL^3 = \text{const.} \quad (10.19)$$

Если во время оборота вокруг Земли поле сильно изменится, что происходит при резком изменении давления солнечного ветра, второе условие адиабатичности (10.4) не выполняется, и частица переходит на оболочку с меньшим L . В этом случае происходит увеличение энергии частицы за счет изменения магнитного поля – бетатронное ускорение. Это очень долгий процесс ускорения,



Рис. 10.4. Распад нейтронов альbedo - источник захваченных протонов и электронов

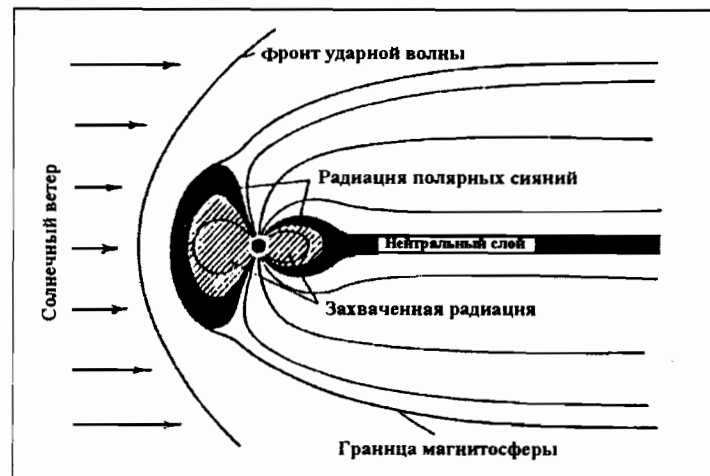


Рис. 10.5. Магнитное поле Земли, трансформированное потоком солнечного ветра (меридианное сечение)

но, тем не менее, если начальная энергия частиц на внешней оболочке близка к МэВ, то, достигнув внутренней оболочки ($L = 1 \div 2$), электрон может иметь энергию масштаба сотен МэВ. Этот механизм важен для электронов и является, по-видимому, ответственным за существование на оболочках с малыми L пояса электронов с энергией от нескольких десятков до сотен МэВ. Обнаружение стабильного пояса электронов с высокой энергией принадлежит ученым МИФИ.

10.5.3. Другие механизмы

Существует еще несколько механизмов накачки пояса высокоэнергичными частицами. Например, альбедные атмосферные электроны и протоны, возникшие в результате взаимодействия первичных протонов и ядер первичных космических лучей в верхней атмосфере, рассеиваются на остаточной атмосфере и могут оказаться захваченными, если имеют соответствующие питч-углы. Подобный механизм может оказаться существенным и обеспечить необходимую интенсивность электронов в радиационном поясе Земли, если вторичные частицы рождались со скоростями в горизонтальном направлении. В районе Бразильской магнитной аномалии, где нижняя граница радиационного пояса ближе к Земле, движущиеся в горизонтальном направлении электроны имеют питч-углы, близкие к 90° , и легко захватываются.

Отметим, что высокоэнергичные протоны радиационного пояса сами могут взаимодействовать с остаточной атмосферой в районе Бразильской магнитной аномалии и рождают пионы, распад которых приводит к рождению электронов и позитронов.

Другой пример: высокоэнергичные радиоактивные альбедные ядра претерпевают β^+ или β^- распады внутри зоны захвата и также насыщают радиационный пояс электронами и позитронами.

10.5.4. Выход частиц из зон захвата

Радиационный пояс – стабильное образование. Однако во время сильных солнечных вспышек повышается давление солнеч-

ного ветра на магнитосферу и она трансформируется. При этом происходит не только ускорение частиц (радиальная диффузия), но и высыпание частиц из пояса. Изменение конфигурации магнитного поля приводит к опусканию зеркальных точек в атмосферу, при этом частицы имеют большие ионизационные потери, испытывают интенсивное рассеяние, меняют питч-угол и гибнут в верхних слоях атмосферы. Северные сияния – пример высыпания частиц при магнитных бурях. В частности, происходит и такой процесс: частицы солнечного ветра врываются через нейтральный слой в радиационный пояс, где ускоряются в результате радиальной диффузии, а затем высыпаются в атмосферу на больших широтах. Свечение излучают не сами частицы, а возбуждаемые ими атомы химических элементов, входящих в состав верхней атмосферы. Внутренняя часть радиационного пояса более устойчива, но и здесь наблюдаются высыпания частиц при сильных магнитных возмущениях.

10.6. Энергетическое и пространственное распределения захваченных частиц в радиационном поясе Земли

Пространственное распределение захваченных частиц и, соответственно, вид радиационного пояса определяются на больших расстояниях ($L \gg 1$) изменением магнитосферы магнитным полем, вмороженным в солнечный ветер, а на малых расстояниях ($L \geq 1$) – отличием реального магнитного поля Земли от строго симметричного магнитного поля диполя. Напомним, что ось магнитного поля Земли наклонена и смещена относительно географической оси (оси вращения). Это приводит к смещению магнитного поля и приближению радиационного пояса к Земле в районе Бразильской магнитной аномалии (БМА), а также к удалению пояса на противоположной стороне Земли. Именно в районе Бразильской магнитной аномалии некоторая часть частиц радиационного пояса, дрейфующих вокруг Земли, оказывается в более глубоких слоях атмосферы и погибает. Такие частицы, совершившие менее одного оборота и гибнущие в БМА или где-либо в другом месте, называются квазизахваченными. Основная же

часть частиц радиационного пояса имеет зеркальные точки в районе БМА на достаточной высоте и поэтому продолжает долготный дрейф. Другие магнитные аномалии также искажают картину дипольного поля. Но роль этих искажений невелика и не приводит к катастрофическим последствиям для частиц, в отличие от БМА.

В целом можно считать, что радиационный пояс более или менее однороден. Он занимает пространство в пределах шести-семи радиусов Земли, имеет форму тороида, но с вогнутой внутренней стенкой, наиболее близкой к Земле (см. рис. 10.3).

Самые энергичные частицы располагаются во внутренней ближайшей к Земле части пояса (напомним соотношение $EL^3 \sim \text{const}$). На рис. 10.6 представлено распределение потоков частиц по энергиям отдельно для электронов и протонов. Поток частиц в радиационном поясе Земли весьма велик, что заставляет принимать различные меры предосторожности при пересечении радиационного пояса космическими аппаратами.

Качественная зависимость потоков протонов от энергии имеет следующий вид:

$$J_p(E) \sim E^{-2} dE \quad \text{для } 75 \div 750 \text{ МэВ.}$$

При низких энергиях и больших расстояниях, где все определяется процессом радиальной диффузии, выражение для интенсивности имеет следующий вид:

$$J_p(E) \sim \exp(-E/E_0) dE.$$

Для электронов

$$J_e(E) \sim E^{-2} dE \quad \text{для } 350 \div 600 \text{ кэВ,}$$

$$J_p(E) \sim E^{-7} dE \quad \text{для } 1 \div 1,5 \text{ МэВ.}$$

Выше энергии 10 МэВ энергетическая зависимость имеет колоколообразную форму с максимумом при энергии ~ 50 МэВ.

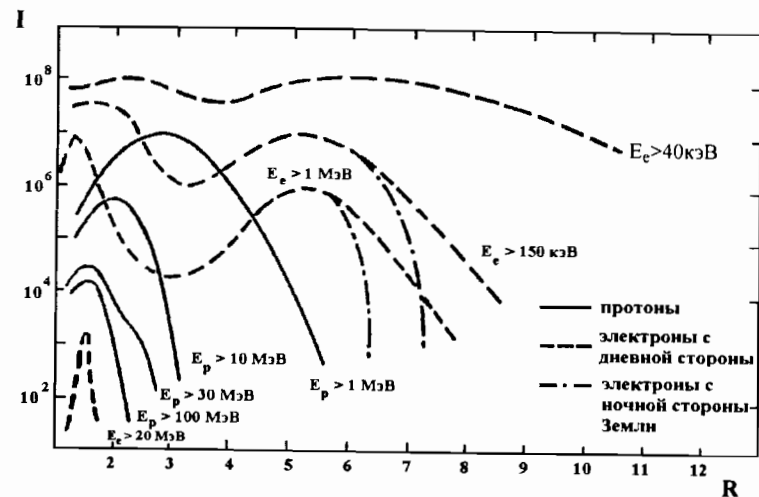


Рис. 10.6. Потоки электронов и протонов различных энергий в плоскости геомагнитного экватора; R – расстояние от центра Земли, выраженное в радиусах Земли

10.7. Радиационный пояс Земли и геофизические явления

Практически все экспериментальные результаты по исследованию радиационного пояса Земли были получены в 1960-1970-х годах с помощью высотных ракет, ИСЗ и межпланетных кораблей. Тем не менее совершенствование техники эксперимента, проведение длительных и высокоинформативных наблюдений позволили в последнее время обнаружить новые важные особенности радиационного пояса. Например, удалось обнаружить пояса электронов (энергия 20 МэВ) и захваченных ядер гелия – углерода и кислорода. Обнаружена взаимосвязь высыпаний частиц из радиационного пояса Земли с различными геофизическими процессами – сейсмичностью (работы ученых МИФИ), грозowymi явлениями (работы ученых ИКИ).

Совершенно очевидно, что радиационные пояса должны существовать у любой планеты, обладающей магнитным полем. И действительно, есть радиационный пояс у Юпитера. У Марса и

у Венеры радиационных поясов нет, хотя очень слабое магнитное поле у Марса есть.

Наконец, отметим, что в результате высотных ядерных взрывов, проводившихся в 60-х годах, вокруг Земли образовался искусственный пояс электронов и позитронов. Источником этих частиц явился распад радиоактивных ядер – продуктов взрыва. Пояс просуществовал около десяти лет.

11. Вместо заключения

Несмотря на свой "солидный" возраст, физика космических лучей как часть более общего научного направления – астрофизики элементарных частиц (astroparticle physics) – активно развивающееся направление исследований. Многие сделано, но на много вопросов ещё нет ответов, многие экспериментальные и теоретические результаты, полученные к настоящему времени, нуждаются в детальной проверке. Одна за другой встают новые проблемы, относящиеся как к физике взаимодействий при сверхвысоких энергиях, так и к природе источников к.л. Далее приведен перечень очевидных и неотложных задач физики космических лучей.

11.1. Основные задачи физики космических лучей

Основные задачи физики космических лучей заключаются в выяснении:

1) природы источников к.л. с энергией $\geq 10^{20}$ эВ, механизмов инжекции и ускорения в источниках;

2) процессов распространения и взаимодействия космических лучей в межгалактическом, межзвездном, околосолнечном и околоземном пространстве, в первую очередь для частиц сверхвысоких энергий;

3) происхождения основного потока к.л. в окрестности Земли (метегалактическое, галактическое ?);

4) природы изотопного состава галактического и солнечного космического излучения, в том числе и потоков античастиц – позитронов, антипротонов и антиядер ($Z \geq 2$);

5) природы темной материи (dark matter), поиске новых заряженных и нейтральных частиц, в том числе и тяжелых слабовзаимодействующих частиц в потоках к.л.;

6) процессов генерации космических частиц на Солнце, распространения СКЛ в гелиосфере, возможного ускорения СКЛ в гелиосфере, имеющих прямое отношение к проблеме прогноза солнечных вспышек;

7) природы и процессов распространения в гелиосфере и в ближайшей окрестности Земли аномальной компоненты к.л.;

8) процессов модуляции первичных космических лучей в гелиосфере: модуляции и структуры гелиосферы, зависимости модуляции от знака заряда частиц;

9) природы радиационного пояса (РП) Юпитера, важных деталей РП Земли, в частности, механизмов ускорения частиц в магнитосферах планет и вариаций потоков частиц.

Перечисленные первоочередные задачи физики космических лучей являются также общими задачами астрофизики элементарных частиц и, безусловно, должны решаться с использованием других её направлений – нейтрино, радио-, рентгеновской и гамма-астрономии.

11.2. Что необходимо измерить и рассчитать

Перечисленные задачи практически сводятся к следующим прецизионным измерениям:

1. химического состава, энергетического спектра и анизотропии потоков электронов и ядер до энергий $\sim 10^{15}$ эВ, которые необходимы для выяснения природы источников галактических космических лучей, а также процессов:

ускорения космических лучей,
распространения космических лучей,
генерации и распространения солнечных космических лучей,
взаимодействия космических лучей (фрагментация, наиболее интересно изучать бериллий ${}^4_4\text{Be}$),
модуляции космических лучей;

2. энергетических спектров и анизотропии частиц в интервале энергии от $10^{16\div 17}$ до 10^{20} эВ (при энергиях выше 10^{20} эВ интенсивность $\sim 10^{-2}$ част./((км² · ср · год)), которые необходимы, во-первых, для выяснения природы внегалактических источников космических лучей и, во-вторых, для понимания процессов взаимодействия при сверхвысоких энергиях $E > 10^{16}$ эВ;

3. энергетических спектров антипротонов с энергиями от 100 МэВ до нескольких сотен ГэВ, которые необходимы для: объяснения барионной асимметрии Метагалактики,

выяснения происхождения космических лучей, изучения природы скрытой (темной) материи, исследования процессов распространения космических лучей в межзвездном пространстве, в гелиосфере и в магнитосфере Земли

и поиску антиядер с $Z \geq 2$ (антиматерии) среди потоков первичных космических лучей, что необходимо для выяснения природы барионной асимметрии Метагалактики.

Теоретические исследования во всех разделах астрофизики элементарных частиц (astroparticle physics), в основном, ведутся по следующим направлениям:

построение космологических моделей;
объяснение барионной асимметрии Метагалактики;
выяснение природы скрытой материи (dark matter);
исследование механизмов взаимодействия при сверхвысоких энергиях (построение единой теории взаимодействий);
построение теоретических моделей ускорения в пульсарах и других релятивистских астрофизических объектах;
объяснение характеров спектров (процессов генерации и распространения в космическом пространстве);
изучение процессов ускорения частиц в солнечных вспышках, прогноз солнечных вспышек;
выяснение процессов модуляции потоков космических лучей (размеры области модуляции, коэффициенты диффузии).

Особо отметим, что решение многих из перечисленных задач требует совершенствования существующих и разработки новых техники и методики эксперимента, в первую очередь для исследований на космических станциях, межпланетных кораблях и искусственных спутниках Земли.

7 августа 2012 года исполнится сто лет со времени открытия Виктором Гессом космических лучей. Несмотря на экспериментальные и теоретические трудности в решении многих проблем, хотелось бы надеяться, что к концу первого столетия исследования космических лучей значительная часть перечисленных выше проблем будет разрешена.

Список литературы

1. Хаякава С. Физика космических лучей. Ч.1 и 2, М.: Мир. 1974.
2. Дорман Л.И. Вариации галактических космических лучей. М.: МГУ. 1975.
3. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей, М.: Наука. 1975.
4. Астрофизика космических лучей. Под. ред. В.Л. Гинзбурга. М.: Наука. 1984.
5. Лонгейр М. Астрофизика высоких энергий. М.: Мир. 1984.
6. Физика космоса. М.: Советская энциклопедия. 1986.
7. Хилльер Р. Гамма-астрономия. М.: Мир. 1987.
8. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей, М.: МГУ. 1988.
9. Gaisser T. Cosmic Rays and Particle Physics. Cambridge University Press. 1990.
10. Гинзбург В.Л. О физике и астрофизике. М.: БЮРО КВАНТУМ. 1995.
11. Гальпер А.М., Лучков Б.И., Топоркова Э.П. Сборник задач по космофизике. М.: МИФИ. 1998.

Аркадий Моисеевич Гальпер

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

2-е издание
исправленное и дополненное

Учебное пособие

Редактор Н.Н. Антонова

ЛР № 020676 от 09.12.97 г.

Подписано в печать 10.09.2002. Формат 60x84 1/16.
Печ.л. 10.75. Уч.-изд.л. 10.5. Тираж 150 экз.
Изд. № 041-1. Заказ № 785

*Московский инженерно-физический институт
(государственный университет).
Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское ш., 31*