

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

И. С. ВЕСЕЛОВСКИЙ, А. П. КРОПОТКИН

ФИЗИКА МЕЖПЛАНЕТНОГО И ОКОЛОЗЕМНОГО ПРОСТРАНСТВА

Москва
Университетская книга
2010

УДК 523.62, 523.9, 550.38, 533.95
ББК 22.65
В38

Веселовский И. С., Кропоткин А. П.

В38 Физика межпланетного и околоземного пространства : учебное пособие / И. С. Веселовский, А. П. Кропоткин. — М. : Университетская книга, 2010. — 116 с. : табл., ил.

ISBN 978-5-91304-141-8

В учебном пособии изложены представления о физических явлениях в межпланетной плазме и магнитосфере Земли. Дано краткое описание физических условий на Солнце, основы теории солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. Исходя из теории движения заряженных частиц в электромагнитном поле Земли, рассматриваются важнейшие свойства радиационных поясов. Приводятся теоретические и экспериментальные сведения о солнечно-земных связях, взаимодействии плазмы солнечного ветра с магнитным полем Земли, формировании магнитосферы и ее динамике, геомагнитной активности.

Для студентов и аспирантов космофизических специальностей и широкого круга читателей, интересующихся физикой ближнего космоса, космических лучей и гелиосферы.

УДК 523.62, 523.9, 550.38, 533.95
ББК 22.65

Учебное издание

И. С. Веселовский

А. П. Кропоткин

ФИЗИКА МЕЖПЛАНЕТНОГО И ОКОЛОЗЕМНОГО ПРОСТРАНСТВА

Учебное пособие

Подп. в печать 15.10.2010. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная.
Печать цифровая. Тираж 200 экз. Заказ № Т-214.

Отпечатано с диапозитивов, предоставленных автором, в типографии «КДУ». Тел./факс (495) 939-44-91; www.kdu.ru; e-mail: press@kdu.ru

© МГУ, 2010.

© НИИЯФ МГУ, 2010.

© И.С. Веселовский,

А.П. Кропоткин, 2010.

© Издательство КДУ, обложка, 2010.

ISBN 978-5-91304-141-8

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	2
1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О СОЛНЦЕ	3
2. СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР	12
3. МЕЖПЛАНЕТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ	19
4. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДИПОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ. ТЕОРИЯ ШТЕРМЕРА	27
5. ДРЕЙФОВАЯ ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПРИЛОЖЕНИИ К ДИПОЛЬНОМУ ПОЛЮ	36
6. РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА. ОПИСАНИЕ И ОБЩИЕ СВОЙСТВА	48
7. РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА. ДИНАМИКА	57
7.1. Радиальный диффузионный перенос частиц в радиационных поясах	57
7.2. Механизмы потерь частиц из радиационных поясов	63
8. ПЛАЗМА В МАГНИТОСФЕРЕ	70
8.1. Магнитосферно-ионосферная плазма как сплошная среда	70
8.2. Плазма в динамике магнитосферы	74
8.2.1. <i>Горячая плазма в геомагнитном хвосте</i>	75
8.2.2. <i>Конвекция плазмы в магнитосфере</i>	78
8.2.3. <i>Коротация плазмы и плазмосфера</i>	80
9. ДИНАМИКА МАГНИТОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНОЙ СИСТЕМЫ	84
9.1. Магнитосферная суббурия	86
9.2. Магнитные бури	104
9.2.1. <i>Токовые системы</i>	105
9.2.2. <i>Динамическая параболоидная модель магнитосферного магнитного поля</i>	109
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	114

ПРЕДИСЛОВИЕ

Курс «Физика межпланетного и околоземного пространства», учебное пособие по которому лежит перед Вами, читается на кафедре физики космоса физического факультета МГУ уже почти сорок лет. Создателем курса и первым лектором был Велиор Петрович Шабанский (1928–1985). Позже его читали, и по сей день читают И.С. Веселовский и А.П. Кропоткин – авторы этого учебного пособия. Первое издание пособия появилось в 1981 г. Конечно, за прошедшие десятилетия в молодой области науки, вступившей в период бурного развития с началом космической эры, произошли большие изменения. Накоплен и осмыслен огромный новый наблюдательный материал, позволивший существенно продвинуться в создании новых моделей тех структур и процессов, которые имеют место в межпланетном и околоземном космическом пространстве. Тем не менее, фундаментальные идеи и принципы, изначально заложенные в изучение этих структур и процессов, в большей части остаются неизменными. Это позволило подойти к написанию данного пособия как к развитию уже существовавшего, с уточнениями и существенными дополнениями, опирающимися на результаты, полученные в последние десятилетия. Такой подход оказался просто неизбежным для небольшого, семестрового курса.

Современное развитие космофизической науки идет по пути углубленного изучения процессов, происходящих в плазме короны, солнечного ветра и магнитосферы. Оно опирается на сложные экспериментальные методики, на развернутые сложные численные модели, на современные методы нелинейной физики. Эти подходы в основном недоступны для изложения в коротком курсе; кроме того, их понимание потребовало бы серьезной предварительной подготовки, которой студенты 5 курса еще не обладают. Таким образом, содержание данного учебного пособия должно рассматриваться лишь как краткое введение в предмет, основанное на простых, надежно установленных и хорошо обоснованных идеях и фактах. Для дальнейшего, более глубокого знакомства с предметом следует обращаться к ряду других имеющихся книг, в основном монографий и сборников оригинальных статей, и к обзорным и оригинальным статьям в журналах.

Данное издание посвящается юбилейной дате - 100-летию со дня рождения академика С.Н. Вернова (1910-1982), который на протяжении многих лет руководил кафедрой космических лучей (ныне это кафедра физики космоса) и был директором Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ в 1960-1982 гг.

И.С. Веселовский и А.П. Кропоткин
июль 2010 г.

1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О СОЛНЦЕ

Местоположение. Солнце находится на краю спирального рукава Галактики вблизи плоскости симметрии, что схематически показано на рис. 1.1, представляющем «поперечный разрез» нашей Галактики.

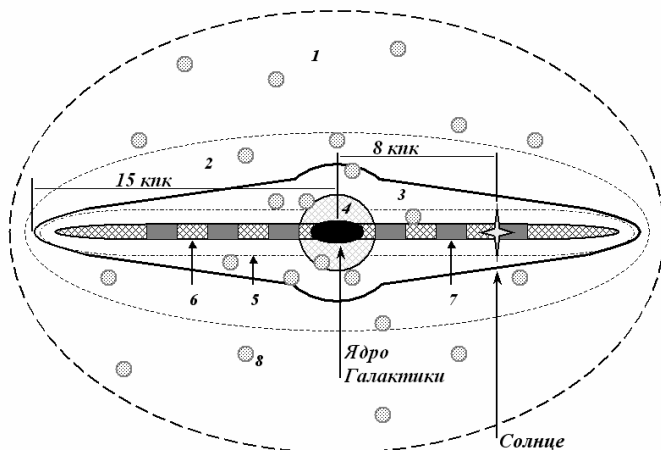


Рис. 1.1. Положение Солнца в Галактике: 1-гало, 2-промежуточная сферическая подсистема, 3-диск, 4-сферическое население центра, 5-плоская старая подсистема, 6-плоская молодая подсистема, 7-спиральный рукав, 8-шаровое скопление. (1 килопарсек (кпк) = 1000 парсек = $3.08568025 \times 10^{21}$ см) .

Движение. Солнце вращается вокруг центра Галактики со скоростью 220 км/с, совершая один оборот за 200 млн. лет. Относительно группы ближайших звезд оно движется со скоростью 20 км/с в сторону точки, называемой *апексом* и расположенной в направлении созвездия Геркулеса. Координаты апекса: $\alpha = 271^\circ = 18^h$, $\delta = +30^\circ$ (α - прямое восхождение, δ - склонение). Напомним, что прямое восхождение является аналогом долготы и отсчитывается от точки весеннего равноденствия, а склонение – «широта», отсчитываемая от небесного экватора.

Возраст. Оценивается по наблюдаемому химическому составу и известному темпу ядерных реакций и составляет приблизительно 4,7 млрд. лет.

Масса $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33} \text{ г}$

Радиус $R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}$. Средняя плотность $\rho_{\odot} = 1,41 \text{ г/см}^3$

Светимость $L_{\odot} = 3,85 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}$

Ускорение силы тяжести на поверхности $g_{\odot} = 273,8 \text{ м/с}^2$

Скорость убегания с поверхности $V_{\infty} = 617 \text{ км/с}$

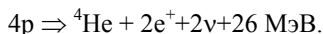
Среднее расстояние до Земли 1 а.е. = $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}$ (астрономическая единица длины)

Солнечная постоянная (интегральный поток солнечного излучения, проходящий через единичную площадку, перпендикулярную направлению лучей, за пределами земной атмосферы на расстоянии от Солнца 1 а.е.) $Q = 2 \text{ кал/см}^2 \text{ мин} = 1,367 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \text{ с} = 1367 \text{ Вт/м}^2$.

73% массы Солнца составляет водород и около 25 % – гелий. Доля остальных элементов составляет не более 2% массы или около 1% общего числа всех ядер. В основном это такие элементы, как C, N, O, Fe, Ni.

Вращение. Скорость вращения Солнца зависит от гелиографической широты φ и на экваторе, при $\varphi = 0$, равна 2 км/с. Ось вращения наклонена к плоскости эклиптики на $7,25^\circ$. Период вращения относительно неподвижных звезд (сидерический) составляет 26,36 суток на экваторе, 27 суток на $\varphi = 40^\circ$, 35 суток на $\varphi = 70^\circ$. Зависимость угловой скорости от гелиографической широты называют дифференциальным вращением. Сидерическое вращение солнечных пятен происходит с угловой скоростью $\Omega = 14^\circ, 4 - 3^\circ, 0 \sin^2 \varphi$ в сутки. Эта эмпирическая формула получена путем усреднения результатов многочисленных наблюдений. Синодический период (наблюдаемый с Земли) составляет $26,75 + 5,7 \sin^2 \varphi$ суток. Скорость вращения зависит также от глубины слоев.

Строение Солнца (рис.1.2). Видимая поверхность Солнца (фотосфера) имеет температуру около 5800 К. Спектр излучения в видимой и инфракрасной области близок к спектру абсолютно чёрного тела. Под видимой поверхностью в недрах Солнца происходит увеличение плотности и температуры вещества. При рассмотрении моделей внутреннего строения солнечных недр обычно предполагается близость к локальному термодинамическому равновесию. Основным источником энергии служит ядерная реакция слияния протонов с образованием гелия, происходящая в относительно небольшом объеме – в ядре Солнца. Суммарный итог цепочки реакций выглядит следующим образом:



Около 10% выделяемой энергии уносят нейтрино, слабо взаимодействующие с веществом. Во внутренней области вблизи центра преобладает лучистый перенос энергии. Температура в центре составляет $T_c = 1,6 \cdot 10^7 \text{ К}$, плотность $\rho_c = 160 \text{ г/см}^3$. Состояние вещества вырождено. С удалением от центра начинает преобладать конвективный перенос энергии. Под действием гравитационной неустойчивости происходит опускание верхних более холодных слоев и подъем более горячих нижних слоев. Это так называемая конвективная зона. Она простирается от $R \geq 0,86R_\odot$ вплоть до фотосферы и имеет толщину $3 \cdot 10^5 \text{ км}$.

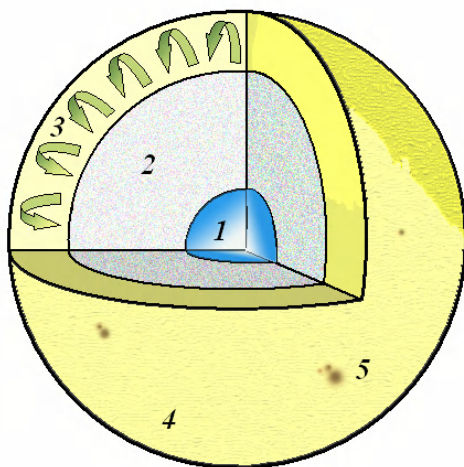


Рис. 1.2. Строение Солнца: 1-ядро, 2-зона лучистого переноса, 3-конвективная зона, 4-фотосфера, 5-солнечные пятна.

Условия возникновения неустойчивости определяются действием сил тяжести, температурного градиента и вязкости. Мы рассмотрим эти условия несколько подробнее после общего обзора основных сведений о Солнце. Сейчас же обратим внимание на важность конвективного движения проводящей среды не только для переноса энергии, но и для возбуждения и поддержания магнитных полей по механизму динамо. Учет конвекции представляет наибольшие трудности в современных моделях внутреннего строения звезд. Результаты расчетов плотности в логарифмическом масштабе и температуры для недр Солнца по общепринятой в настоящее время

«стандартной» модели показаны на рис. 1.3.

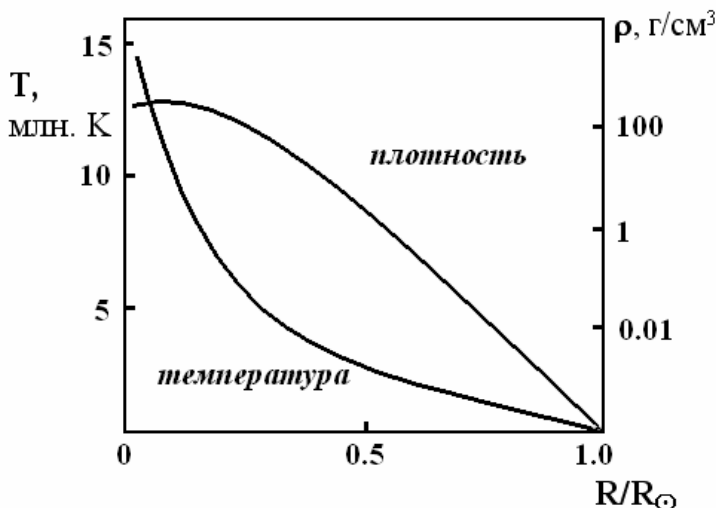


Рис. 1.3. Распределение температуры T (К) и плотности ρ (г/см^3) в недрах Солнца

Проявления конвективного движения наблюдаются в виде так называемой грануляции фотосферы. Существует целый спектр турбулентных движений, в котором различают гигантские гранулы с масштабом $(1-2) \cdot 10^5$ км и характерным временем 100-200 суток, супергранулы ($3 \cdot 10^4$ км, 1 сутки) и гранулы (300-700 км, 5 мин). В центре гранул поднимается горячее вещество и затем растекается горизонтально со скоростью 1-2 км/с. Остывшее вещество на краях гранул опускается вниз. Скорость горизонтальных движений больше скорости вертикальных движений. Вся поверхность фотосферы покрыта грануляционной сеткой, имеющей вид пчелиных сот. В отличие от гранул, супергранулы в вариациях яркости фотосферы практически не проявляются и чаще всего обнаруживаются по эффекту Доплера, в соответствии с которым излучение, поступающее от вещества, движущегося к нам, смещается по оси длин волн в голубую сторону, а излучение вещества, движущегося от нас, смещается в красную сторону.

Атмосферой Солнца принято называть внешний оптически тонкий слой, включающий в себя фотосферу, хромосферу и корону. Фотосферой называют слой толщиной около 400 км, в котором формируется непрерывное излучение Солнца, а температура падает с

высотой приблизительно от $7 \cdot 10^3$ К до значения около $4,5 \cdot 10^3$ К. Деление атмосферы Солнца на слои несколько условно. В моделях фотосферой часто называют слой, где на длине волны 5000 \AA достигается *оптическая глубина*, равная единице, до температурного минимума. Здесь формируется фраунгоферовский спектр поглощения.

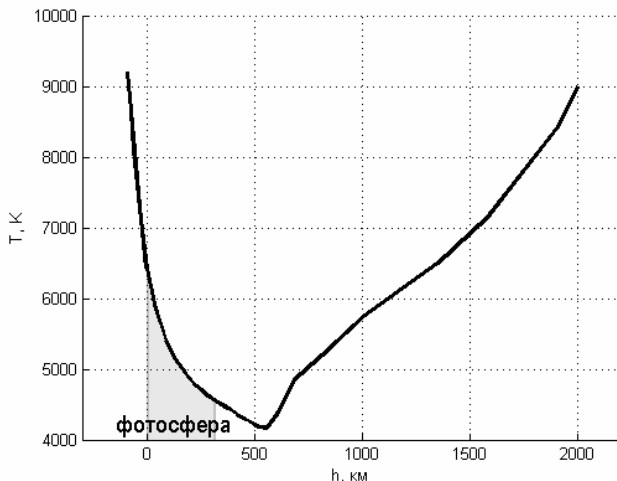


Рис. 1.4. Распределение температуры в обращаемом слое в атмосфере Солнца

Хромосфера излучает и поглощает только в отдельных линиях. Толщина хромосферы обычно принимается несколько тысяч километров [около 10 тыс. км]. Верхняя часть хромосферы не однородна, а составлена из отдельных горячих выбросов, называемых спикулами. Часто говорят об обращаемом слое – участках фотосферы и хромосферы вблизи температурного минимума (рис.1.4). Участок быстрого роста температуры в хромосфере принято называть переходным слоем. Рост температуры продолжается вплоть до температурного максимума в средней короне $\sim (1-2) \cdot 10^6$ К. Корону часто подразделяют условно на внутреннюю ($1,03-1,3 R_{\odot}$), среднюю ($1,3-2,5 R_{\odot}$) и внешнюю.

Плотность вещества в атмосфере убывает с высотой от 10^{16} см^{-3} в основании хромосферы до 10^{10} см^{-3} в основании короны. В фотосфере и хромосфере плазма слабо ионизована. Степень ионизации наименьшая в области температурного минимума, там она составляет $\sim 10^{-4}$. Она растет с высотой и достигает единицы в короне.

Частота столкновений быстро уменьшается с высотой и уже в хромосфере заметны значительные отклонения от локального термодинамического равновесия. Различают электронную температуру, кинетическую температуру ионов, температуру нейтрального газа, температуру возбуждения линий и т.п.

Согласно существующим представлениям, разогрев хромосферы, переходного слоя и короны происходит под действием потока акустических колебаний и магнитогидродинамических волн из конвективной зоны. Величина этого потока в хромосфере $\sim 10^5$ э/см², что составляет $\sim 10^{-3}$ относительно лучистого потока. Наиболее сильные возмущения проявляются в виде различных структурных образований в хромосфере. Среди них спикеры – вертикальные струи со скоростью ~ 20 км/с и характерным временем жизни ~ 10 мин. Наблюдается хромосферная сетка, состоящая из гранул и супергранул, факелы, флоккулы и т.п. образования, о которых говорят как о проявлениях солнечной активности.

Наиболее заметные проявления солнечной активности – солнечные пятна и вспышки. Пятна представляют собой участки с пониженной температурой и увеличенным магнитным полем. Отдельные пятна или группы пятен могут существовать в течение нескольких солнечных оборотов, обеспечивая тем самым рекуррентные проявления активности. Замечено, что солнечные вспышки часто происходят при сближении двух пятен с противоположно направленным магнитным полем. Это указывает на то, что их первопричина связана с процессами в недрах, а не только с накоплением энергии и неустойчивостью в атмосфере Солнца.

Солнечные вспышки представляют собой самое яркое проявление нестационарных процессов на Солнце. Выделение энергии в виде электромагнитного излучения и потоков плазмы составляет во время вспышек 10^{31} - 10^{32} эрг. Пропорция между этими двумя сопутствующими друг другу каналами выделения энергии бывает разной – от относительно небольшой величины (<1), когда имеет место преимущественно корональный выброс массы, до больших значений в так называемых компактных импульсных вспышках в виде «удерживаемых» ярких петель и аркад, не покидающих Солнце, а остающихся связанными с ним. Явления первого рода (собственно «корональные выбросы массы») развиваются на протяжении часов на больших высотах и занимают большой объем, а вторые (собственно «вспышки») имеют типичное среднее время порядка двух-трех десятков минут. Корональные выбросы массы легче образуются на больших высотах, где действие силы тяжести ослаблено. Однако и в этих условиях, когда в рентгеновском излучении обнаруживается местное понижение яркости (так называемый *димминг*), опустошение

короны происходит лишь частично даже в самых мощных и обширных глобальных событиях, охватывающих иногда более полусферы. Типичный телесный угол выброса в короне составляет около 40-50 градусов. Его форма при наблюдениях в белом свете коронографом может быть петлеобразной, похожей на сложную аркаду или куполообразной. Вспышечная область часто имеет весьма причудливую и сложную форму, повторяющую сложность строения и динамики электрических и магнитных полей. В настоящее время всесторонне исследуется механизм превращения магнитной энергии в энергию излучения и потоков плазмы во вспышках и корональных выбросах массы, а также механизмы ускорения частиц солнечных космических лучей. Если добавить сюда мощные тепловые потоки, переносимые в основном горячими электронами преимущественно вниз из области вспышки, то можно представить себе физическое разнообразие механизмов переноса и диссипации энергии. Многочисленные теории солнечных вспышек далеки от совершенства. Для их проверки и развития нужны более полные экспериментальные данные.

Общепринятой мерой солнечной активности является число Вольфа, измеряющее число и общую площадь пятен: $W = k(10g + f)$, где g – число наблюдаемых групп пятен, f – полное число наблюдаемых пятен, k – калибровочный коэффициент, вводимый для приведения данных различных обсерваторий к единой системе. Число пятен меняется с периодом около 11 лет (солнечный цикл) практически от 0 в минимуме до 100 и более в максимуме. Пятна нового цикла возникают за несколько лет до минимума на относительно высоких широтах $\sim 35^\circ$ – 40° . С течением времени зона пятнообразования перемещается на все более низкие широты, приближаясь к экватору. Но в непосредственной близости к экватору в пределах $\pm 5^\circ$ пятна появляются редко. Этот закон часто называют законом Шперера, график зависимости положения пятен от времени и широты – диаграммой бабочек Маундера. Магнитная полярность ведущего и ведомого пятна в группе по ходу вращения Солнца противоположна в северном и южном полушарии и также регулярно меняется (магнитный цикл Хейла).

Нумерация одиннадцатилетних солнечных циклов ведется с нулевого цикла, начиная с 1745г. Продолжительность циклов бывает несколько различной (от 7 до 17 лет) и в среднем составляет около 11,2 лет. Как правило, короткие циклы оказываются более мощными (правило Вальдмайера). Настоящий, 24 цикл солнечной активности, начался с минимума, имевшего место приблизительно в 2009 г.

Кроме числа Вольфа для измерения солнечной активности служат также другие индексы, в том числе вспышечный индекс,

индекс напряженности магнитного поля пятен, индекс радиоизлучения короны в диапазоне 1-100 см. Часто используется в качестве индекса интенсивность свечения зеленой корональной линии 5303 Å, принадлежащей тринадцатикратно ионизованному железу.

Замечено, что смена полярности общего магнитного поля Солнца в полярных областях, где оно наиболее регулярно и составляет несколько гаусс, происходит вблизи солнечного максимума в цикле активности с периодом 22 года. Магнитный диполь Солнца при этом не обращается в ноль, а меняет свое направление от одного полюса к другому, долго (несколько лет) колеблясь около одного из них в минимуме и более быстро проходя через экватор в максимуме.

Магнитное поле оказывается существенным фактором в короне, поскольку в определенной области высот давление магнитного поля превышает газовое: $B^2 / 8\pi > nT$. Магнитное поле определяет видимую форму короны, сплюснутую в минимуме солнечной активности и более сферическую с радиальными лучами – в максимуме. Корона излучает в УФ и рентгеновском диапазоне. Она также источник излучения в радиодиапазоне, которое генерируется теми же энергичными электронами тормозным и циклотронным механизмом. Более яркие участки короны с масштабом $\sim 1 R_\odot$ называют корональными конденсациями, а более темные, с открытыми линиями магнитного поля, в последнее время называют корональными дырами. Предполагается, что стационарное истечение плазмы облегчено в этих участках с открытой конфигурацией магнитного поля. В то же самое время в короне возможно длительное существование замкнутых петлеобразных структур, где такое течение до поры до времени не заметно. Такие структуры либо рассасываются в течение нескольких дней (спокойные протуберанцы и петли), либо приводят к быстрому выбросу вещества.

Протуберанцы – концентрации относительно плотного и холодного вещества. В проекции на диск Солнца они видны в виде темных волокон. Причина их быстрой перестройки и эрупции может быть как внешней – изменение полей и токов, так и внутренней – перегревшая или какая-либо другая неустойчивость плазмы. Выбросы вещества сопровождаются усиленным радиоизлучением и ускорением заряженных частиц.

Корональные выбросы массы (СМЕ) наблюдаются как яркие движущиеся плазменные образования со сложной куполообразной, петельной или грибовидной формой. Они наблюдаются в поле зрения коронографов в белом свете благодаря томсоновскому рассеянию света на электронах. Часто внутри горячего коронального выброса массы виден остаток холодного эруптивного протуберанца, который

из-за быстрого движения порой не успевает полностью ионизоваться на всем своем пути до орбиты Земли и далее. Вспышки и корональные выбросы массы порождаются одним и тем же источником свободной магнитной энергии в атмосфере Солнца. Удобно классифицировать события на вспышечноподобные и СМЕ-подобные по величине безразмерного параметра Ve^{-1} , характеризующего отношение выделившейся энергии в виде электромагнитного излучения к кинетической энергии движущейся плазмы. Для больших событий эта величина достигает порядка 10^{25-26} Дж, а масса выброса 10^{15} г.

2. СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР

Благодаря запуску многочисленных искусственных спутников Земли и космических аппаратов в настоящее время хорошо известно, что межпланетное пространство заполнено плазмой, постоянно текущей от Солнца (солнечный ветер). О существовании солнечного ветра догадывались более столетия назад, исходя из наблюдений геомагнитных возмущений, комет и космических лучей. Тогда же появился и сам термин, были известны правильные порядки величины скорости и других параметров. Как и все явления на Солнце, солнечный ветер изменчив и зависит от солнечной активности. Представление о типичных значениях параметров солнечного ветра вблизи орбиты Земли дает следующая таблица средних данных, полученных за 1965-1968гг. в период возрастания одиннадцатилетнего цикла солнечной активности, максимум которого наблюдался в 1970-1971гг.

n_p , см ⁻³	v , км/с	T_p , К	T_e , К	$T_{\parallel p} / T_{\perp p}$	$T_{\parallel e} / T_{\perp e}$	B , 10 ⁻⁵ Гс	M	M_A	n_α / n_p
7	400	$9 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$	1,9	1,1	5,2	8,5	10,7	4-5%

Здесь n_p – плотность плазмы, v – скорость, $T_{p,e}$ – температура протонов и электронов, Отношения $T_{\parallel} / T_{\perp}$ характеризуют анизотропию температур вдоль и поперек магнитного поля, B – напряженность межпланетного магнитного поля (часто используется единица измерения 1 нТл = 10⁻⁵ Гс), M – отношение скорости потока к тепловой скорости протонов, $M_A = v / V_A$ – альвеновское число Маха, – отношение скорости потока к альвеновской скорости $V_A = B / \sqrt{4\pi n_p m_p}$, n_α / n_p – относительное содержание α -частиц по отношению к концентрации протонов.

Солнечный ветер на орбите Земли представляет собой сверхзвуковой поток плазмы с числом Маха около 10. Параметры солнечного ветра меняются вместе с изменением условий в короне.

Важно отметить, что кулоновские столкновения в солнечном ветре происходят недостаточно часто и поэтому функция распределения частиц существенно отличается от равновесной максвелловской функции. Это проявляется в различии электронной и ионной температуры, в существовании анизотропии относительно магнитного поля, а также в заметных искажениях в виде надтепловых

хвостов у функций распределения. При определенных условиях наблюдаются взаимопроникающие потоки.

Время между столкновениями протонов можно оценить по известной формуле Спитцера $t_p = 11,4 T_p^{3/2} / n_p \ln \Lambda$. Здесь T_p – температура в градусах, n_p – плотность (см^{-3}), $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм. Такая оценка дает $t_p = 1,8 \cdot 10^6$ с, т.е. одно столкновение приблизительно за 20 суток. Соответствующее время для электронов с использованием приведенных в таблице данных в $\sqrt{m_p T_p^3 / m_e T_e^3} \approx 30$ раз меньше. При средней тепловой скорости протонов 47 км/с их длина пробега $8,5 \cdot 10^{12}$ см оказывается сравнимой с расстоянием от Земли до Солнца. Средняя длина пробега электронов составляет при тепловой скорости 2500 км/с приблизительно 0,4 а.е.

Время движения плазмы от Солнца до Земли со скоростью 400 км/с составляет около 5 суток. В возмущенные периоды времени скорость движения может быть выше вдвое или еще больше, так что плазма может пробегать расстояние от Солнца до Земли менее, чем за сутки. Скорость солнечного ветра ниже 250 км/с не наблюдалась.

Происхождение солнечного ветра в настоящее время связывают с динамическими процессами в короне. Простейшее описание сверхзвукового истечения вещества из Солнца было дано Паркером в конце 50-х годов на основе стационарной сферически симметричной гидродинамической модели течений в центральном поле тяжести (модель Бонди) еще до непосредственных измерений в космосе. Несмотря на свою простоту и приближенность эта одножидкостная модель в грубых чертах правильно описывает зависимость основных параметров солнечного ветра от гелиоцентрического расстояния в межпланетном пространстве.

Основными уравнениями в модели Бонди служат следующие: уравнение неразрывности:

$$\nabla(\rho \mathbf{v}) = 0; \quad \rho = n_p m_p;$$

уравнение движения:

$$\rho(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p - \frac{GM_\odot \rho}{R^3} \mathbf{R},$$

$$p = n_p T_p + n_e T_e = 2nT; \quad n_p = n_e, T_p = T_e;$$

уравнение процесса (политропа с показателем γ):

$$p \rho^{-\gamma} = \text{const.}$$

Запишем эти уравнения в сферических координатах, учитывая лишь зависимость от радиуса:

$$\frac{1}{R^2} \frac{d}{dR} (R^2 n v_R) = 0;$$

$$n m_p v_R \frac{dv_R}{dR} + 2 \frac{d(nT)}{dR} + n \frac{GM_\odot m_p}{R^2} = 0;$$

$$n^{1-\gamma} T = n_0^{1-\gamma} T_0 = \text{const.}$$

Значения величин на некотором исходном уровне R_0 будем снабжать индексом "0". Первое уравнение выражает сохранение полного потока $J = 4\pi n v_R R^2 = 4\pi n_0 v_{R0} R_0^2$.

Из второго и третьего уравнений при интегрировании получается уравнение Бернулли:

$$\frac{1}{2} (v_R^2 - v_{R0}^2) + 2 \frac{n_0^{1-\gamma}}{m_p} \frac{\gamma}{\gamma-1} (n^{\gamma-1} - n_0^{\gamma-1}) - GM_\odot \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right) T_0 = 0.$$

Отсюда с учетом

$$n = \frac{J}{4\pi v_R R^2} = n_0 \frac{v_{R0}}{v_R} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2$$

при $\gamma \neq 1$ следует неявное выражение для скорости $v_R(R)$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (v_R^2 - v_{R0}^2) + 2 \frac{T_0 \gamma}{m_p (\gamma-1)} \left(\left(\frac{v_{R0}}{v_R} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{2(\gamma-1)} - 1 \right) \\ - GM_\odot \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right) T_0 = 0. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Изотермический случай ($\gamma = 1$) является особым:

$$\frac{1}{2} (v_R^2 - v_{R0}^2) + 2 \frac{T_0}{m_p} \ln \left[\frac{v_{R0}}{v_R} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \right] - GM_\odot \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right) T_0 = 0.$$

Последние формулы при каждом значении γ дают зависящее от T_0 однопараметрическое семейство решений, проходящих через точку (R_0, v_{R0}) . Случаи $\gamma = 3$ и $\gamma = 2$ допускают полное аналитическое исследование, так как сводятся к решению биквадратного или кубического уравнения. Для качественного исследования семейства

решений удобно использовать выражение для производной, которое получается при дифференцировании (2.1) по R :

$$\frac{dv_R}{dR} = \frac{v_R}{R} \cdot \frac{2c_{s0}^2 \left(\frac{v_{R0}}{v_R} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{2(\gamma-1)} - \frac{GM_\odot}{R}}{v_R^2 - c_{s0}^2 \left(\frac{v_{R0}}{v_R} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{2(\gamma-1)}}.$$

Здесь введено обозначение для скорости звука $c_{s0} = \sqrt{2\gamma T_0 / m_p}$.

Видно, что при $\gamma \neq 5/3$ семейство решений имеет особую точку R_* , когда числитель и знаменатель выражения для производной обращаются в нуль. В этой точке

$$v_R^* = \left(\frac{1}{2} \frac{GM_\odot}{R_*} \right)^{1/2}, \quad R_* = R_0 \left(\frac{u_0}{c_{s0}} \right)^{5-3\gamma} \left(\frac{v_{R0}}{u_0} \right)^{\frac{2(\gamma-1)}{3\gamma-5}}.$$

Здесь использовано обозначение $u_0 = \sqrt{GM_\odot / 2R_0}$. Наибольший физический интерес представляют решения с $1 < \gamma < 5/3$. Исследование асимптотических свойств решений на больших расстояниях показывает, что решения с малой скоростью вблизи Солнца и нулевым давлением при $R \rightarrow \infty$ возможны лишь при $\gamma < 3/2$. Эффективный показатель политропы для одноатомного газа $\gamma < 3/2$ означает существование дополнительного нагрева истекающего газа за счет теплопроводности и других источников. Физически разумно допустить существование такого нагрева вблизи Солнца. С удалением от Солнца источники тепла ослабевают и расширение переходит в адиабатическое с $\gamma = 5/3$. Эти соображения подтверждаются при рассмотрении более сложных моделей, учитывающих в явном виде потоки тепла и энергетический баланс вместо упрощенного уравнения состояния политропного типа с эффективным показателем γ .

Семейство решений уравнения (2.1) при фиксированных T_0 и γ имеет вид, показанный качественно на рис. 2.1. Через особую точку проходят две сепаратрисы, сами являющиеся решениями и ограничивающие четыре области. Решения в областях 1, 3 двужначны. Решения из области 1 не могут быть продолжены наружу, а из области 3 – к центру. Решения типа 2 отвечают слишком большим значениям скорости вблизи Солнца. Для решений типа 4 скорость стремится к

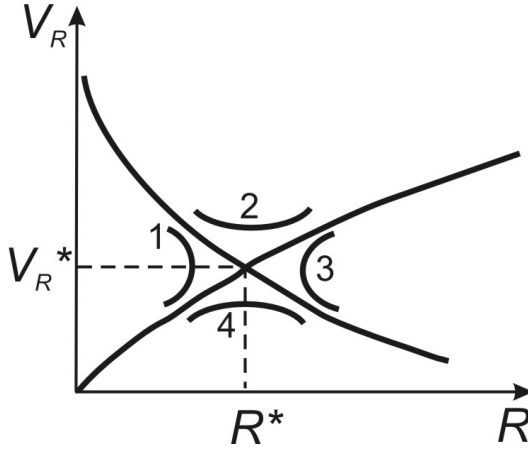


Рис. 2.1. Семейство решений уравнения (2.1).

нулю, $v_R \sim R^{-2} \rightarrow 0$, при $R \rightarrow \infty$; плотность n стремится к постоянному значению, отличному от нуля. Единственным решением, отвечающим малым значениям скорости при $R \rightarrow 0$ и движению вещества при $R \rightarrow \infty$, оказывается особое решение, проходящее через точку R_* . Это решение описывает рост скорости от малых значений

при $R \rightarrow 0$, $v_R \sim R^{\frac{3-2\gamma}{\gamma-1}}$, монотонно во всем пространстве до постоянного значения

$$v_R(\infty) = \left(v_{R0}^2 + \frac{2}{\gamma-1} c_s^2 - 4u_0^2 \right)^{1/2}$$

при $R \rightarrow \infty$. Именно это решение было выбрано Паркером для описания расширения короны. Расширяющееся сверхзвуковое течение устойчиво.

Интересно отметить, что точно такое же решение, но с обратным знаком радиальной скорости, рассматривал в начале 1950-х годов Бонди применительно к аккреции газа на звезду. Он же подробно исследовал все семейство решений. Тогда некоторые ученые ошибочно полагали, что нагрев солнечной короны можно объяснить падением вещества на Солнце в рамках такой модели. Вопрос о том, существуют ли звезды типа Солнца, во всем остальном похожие на него за этим исключением, до сих пор остается открытым.

Поскольку в рассматриваемой модели $v_R \rightarrow \text{const}$ при $R \rightarrow \infty$, то из сохранения полного потока следует $n \sim R^{-2}$ при $R \rightarrow \infty$. Этот закон хорошо проверен путем непосредственных измерений на многочисленных космических аппаратах в гелиосфере на расстояниях приблизительно от 0,3 а.е. от Солнца до 100 а.е. Наиболее подходящее значение показателя политропы $\gamma = 1,1-1,2$ мало отличается от единицы. Поэтому температура убывает с удалением от Солнца достаточно медленно, что также хорошо соответствует наблюдениям.

Сверхзвуковой характер течения солнечного ветра можно пояснить, пользуясь физической аналогией с течением газа в так называемом сопле Лаваля. Сверхзвуковая скорость в солнечном ветре из тепловой скорости частиц расширяющейся короны получается тогда в результате «охлаждения» потока в поле гравитационных сил Солнца подобно охлаждению в расширяющемся сопле Лаваля. Оно имеет форму сначала сужающейся (по ходу потока), а затем расширяющейся трубы. Если ρ – плотность, v – скорость потока, S – сечение трубы, то из уравнения непрерывности $\rho v S = \text{const}$, уравнения движения (Эйлера) $\rho v dv = -dp$ для стационарного случая и формулы для адиабатической скорости звука $c_s = \sqrt{dp/d\rho}$ получим:

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{v^2}{c_s^2} \frac{dv}{v}, \quad \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv}{v} + \frac{dS}{S} = 0,$$

откуда имеем:

$$\left[1 - \left(\frac{v}{c_s} \right)^2 \right] \frac{dv}{v} = -\frac{dS}{S}.$$

Скорость звука меняется вдоль потока. Из этой формулы можно увидеть, как получается сверхзвуковой поток за шейкой трубы. До шейки сечение падает, $dS < 0$, и скорость потока, оставаясь меньше скорости звука, $v < c_s$, растет: $dv > 0$. Если в какой-то точке вблизи шейки значение скорости v достигает значения скорости звука, $v = c_s$, то далее она будет продолжать расти, $dv > 0$, так как $dS > 0$ и $v > c_s$. Газ за шейкой адиабатически охлаждается, расширяясь и сохраняя направленную скорость.

Подобным охлаждающим фактором в солнечном ветре служит сила тяготения. С учетом ее уравнение Эйлера принимает вид:

$$\rho v dv = -dp - \rho F dR = dp - \frac{\rho M_{\odot} G}{R^2} dR,$$

где F – сила гравитационного притяжения, R – радиальное расстояние от Солнца. В уравнении непрерывности $\rho v S = \text{const}$ поверхность $S \sim R^2$, и следовательно $dS/S = 2dR/R$. Отсюда получаем:

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\left(\frac{v}{c_s}\right)^2 \frac{dv}{v} - \frac{M_{\odot} G}{R c_s^2} \frac{dR}{R},$$

и окончательно

$$\left[1 - \left(\frac{v}{c_s}\right)^2\right] \frac{dv}{v} = \left(\frac{M_{\odot} G}{c_s^2 R} - 2\right) \frac{dR}{R}.$$

Как и для сопла Лаваля, здесь применимы те же рассуждения. На малых расстояниях $v < c_s$, скобка $\left[1 - (v/c_s)^2\right] > 0$ и $dv > 0$ – скорость растет. Если имеется некоторое критическое расстояние R_c , где достигается $v \geq c_s$, то при $R > R_c$ скобка $\left[1 - (v/c_s)^2\right] < 0$ и $dv > 0$, т.е. продолжается дальнейший рост скорости уже сверхзвукового потока, $v > c_s$. Критическое значение $R_c = M_{\odot} G / 2c_s^2$, например, при $T = 2 \cdot 10^6$ К, оказывается равным $R_c = 1,7 R_{\odot}$. Газодинамическая аналогия с соплом Лаваля носит иллюстративный характер, поскольку ускорение быстрых потоков солнечного ветра из корональных дыр, как показали наблюдения, проходит в основном под действием электромагнитных сил. Плазменный параметр β – отношение газового и магнитного давления в этих участках с открытой магнитной конфигурацией меньше единицы. На Солнце реализуется множество магнитогидродинамических и кинетических режимов ускорения плазмы.

3. МЕЖПЛАНЕТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Действие магнитных сил на движение плазмы в короне играет важную роль. Однако после формирования сверхальвеновского течения роль этих сил с удалением от Солнца заметно ослабляется. Кинетическая энергия радиального движения плазмы в солнечном ветре в десятки раз превосходит магнитную энергию полей и токов. Магнитное поле в этой области само определяется движением вещества и условием вмерзновенности поля в плазму. Условие вмерзновенности в солнечном ветре хорошо выполняется благодаря большой длине пробега частиц и высокой проводимости плазмы. Оно означает, что в системе отсчета, связанной с движущейся плазмой, электрическое поле можно считать приблизительно равным нулю. В любой другой системе отсчета, движущейся со скоростью \mathbf{v} относительно вещества, имеется электрическое поле $\mathbf{E} = -[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]/c$.

Найдем магнитное поле в межпланетном пространстве, считая заданным движение вещества всюду и поле на некоторой исходной поверхности $R = R_0$. Для этого рассмотрим уравнения Максвелла вместе с законом Ома:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \mathbf{B} &= 0, \\ \nabla \mathbf{E} &= 4\pi \rho, \\ \mathbf{j} &= \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Будем считать проводимость плазмы достаточно высокой, так что $\sigma\tau \gg 1$ (τ – характерное время изменений поля на исходной границе). Тогда поле \mathbf{E} можно считать квазистационарным и выразить его через магнитное поле с помощью первого и последнего уравнения из (3.1):

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] + \frac{c}{4\pi\sigma} [\nabla \times \mathbf{B}]. \quad (3.2)$$

Вторым слагаемым в формуле (3.2) можно пренебречь по сравнению с первым, поскольку в солнечном ветре $c^2/(4\pi\sigma vr) \ll 1$ вследствие его высокой проводимости σ и большой скорости v , а также больших характерных пространственных масштабов r изменения поля. Таким

образом, в инерциальной системе отсчета, связанной с неподвижными звездами, имеется электрическое поле

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]. \quad (3.3)$$

Магнитное поле находится из совместного решения второго и третьего уравнения (3.1) при условии (3.3). В сферической системе координат (R, θ, φ) эти уравнения имеют вид (скорость солнечного ветра считается постоянной и радиальной):

$$\begin{aligned} \dot{B}_R &= \frac{1}{R \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (v \sin \theta B_\theta) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (v B_\varphi) \right], \\ \dot{B}_\theta &= -\frac{v}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R B_\theta), \\ \dot{B}_\varphi &= -\frac{v}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R B_\varphi), \\ \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 B_R) + \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\theta) + \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} &= 0. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Если на некоторой исходной сфере R_0 вблизи Солнца задано магнитное поле $\mathbf{B}_0(\theta, \varphi, t)$, то поле при $R > R_0$ находится из решения системы (3.4) методом характеристик:

$$\begin{aligned} B_R &= \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 B_{0R} \left(\theta, \varphi, t - \frac{R - R_0}{v} \right), \\ B_\theta &= \frac{R_0}{R} B_{0\theta} \left(\theta, \varphi, t - \frac{R - R_0}{v} \right), \\ B_\varphi &= \frac{R_0}{R} B_{0\varphi} \left(\theta, \varphi, t - \frac{R - R_0}{v} \right). \end{aligned} \quad (3.5)$$

Заметим, что поле \mathbf{B}_0 на исходной сфере R_0 нельзя задавать совершенно произвольно. Оно должно удовлетворять дополнительному условию, следующему из уравнения $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Это дополнительное условие имеет вид:

$$\dot{B}_{0R} - \frac{v}{R_0 \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_{0\theta}) + \frac{\partial B_{0\varphi}}{\partial \varphi} \right] = 0. \quad (3.6)$$

Отсюда, в частности, следует что для стационарного аксиально симметричного граничного условия обязательно $B_{0\theta} = 0$ и меридиональная составляющая магнитного поля равна нулю всюду при $R > R_0$.

Для граничных условий, стационарных в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью Солнца Ω , имеем зависимость $B_0(\theta, \varphi - \Omega t)$ на исходной поверхности. Если при этом $B_{0\theta} = 0$, то из

условия (3.6) следует, что $\Omega B_{0R} + \frac{v}{R_0 \sin \theta} B_{0\varphi} = 0$, а из (3.5) вытекает:

$$\begin{aligned} B_R &= \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 B_{0R}(\theta, \varphi - \Omega t'), \\ B_\theta &= 0, \\ B_\varphi &= -\frac{R_0}{R} B_{0R}(\theta, \varphi - \Omega t') \frac{\Omega R_0 \sin \theta}{v} = -B_R \frac{\Omega R \sin \theta}{v}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

где $t' = t - \frac{R - R_0}{v}$.

Для стационарного аксиально-симметричного граничного условия $B_{0R}(\theta)$ получаем:

$$\begin{aligned} B_R &= \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 B_{0R}(\theta), \\ B_\theta &= 0, \\ B_\varphi &= -B_R \frac{\Omega R \sin \theta}{v}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Формулы (3.7, 3.8) описывают межпланетное магнитное поле в модели Паркера.

Радиальное магнитное поле (3.8) убывает с расстоянием $\sim R^{-2}$, азимутальное $\sim R^{-1}$. Поэтому вблизи Солнца поле почти радиально, а затем становится азимутальным при $\frac{\Omega R \sin \theta}{v} \gg 1$. Эти выводы теории Паркера в грубых чертах также хорошо подтверждаются наблюдениями.

Найдем форму линий поля из уравнения

$$\frac{dR}{Rd\varphi} = \frac{B_R}{B_\varphi} = -\frac{v}{\Omega R \sin \theta}.$$

Отсюда $\frac{\Omega R \sin \theta}{v} + \varphi = \text{const}$, $\theta = \text{const}$ – уравнения линий поля.

Линии поля совпадают с характеристиками и представляют собой конические спирали, завернутые против вращения Солнца. В плоскости экватора при $\theta = \pi/2$ получающиеся спирали Архимеда имеют вид, показанный на рис. 3.1. Наклон спирали относительно радиального направления равен $\alpha = -\arctg(B_\varphi / B_R)$. На орбите Земли $\Omega R / v \approx 1$ и угол наклона $|\alpha| = 45^\circ$.

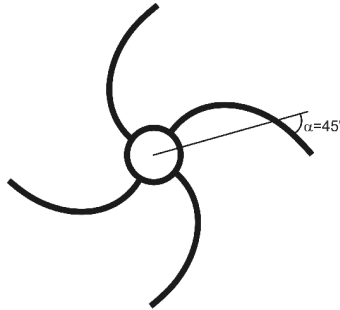


Рис. 3.1. Вид линий магнитного поля в плоскости экватора.

Отметим, наконец, важную особенность рассмотренной модели – все линии магнитного поля начинаются на Солнце и уходят в бесконечность. Замкнутых линий нет. В последнее время построены усовершенствованные модели магнитного поля, допускающие существование движущихся магнитных петель в короне. В таких моделях стационарное истечение солнечного ветра происходит только из участков короны с открытой конфигурацией магнитного поля. Такие участки называют корональными дырами. На рентгеновских и УФ-фотографиях Солнца они выглядят более темными. В них понижены плотность и температура. Предполагается, что это связано с увеличенным переносом вещества и энергии солнечным ветром из этих участков наружу. В остальных местах течение и поле существенно зависят от времени. Нестационарные петли возникают, вытягиваются потоком хорошо проводящей плазмы и исчезают вследствие заданных граничных условий.

Магнитное поле в межпланетном пространстве является продолжением магнитных полей на Солнце и образовано в основном электрическими токами, протекающими в гелиосфере. Наиболее сильные квазистационарные токи сосредоточены в тонком гелиосферном токовом слое, который вращается вместе с Солнцем с периодом около месяца и претерпевает «опрокидывание» в максимуме солнечного цикла, проходя через экватор вместе с дипольным магнитным моментом Солнца (см. рис. 3.2). Последний раз такое «опрокидывание» происходило в 1999 г. Измерения вне плоскости эклиптики на КА «Улиссис» позволили проследить за деталями этого сложного процесса.

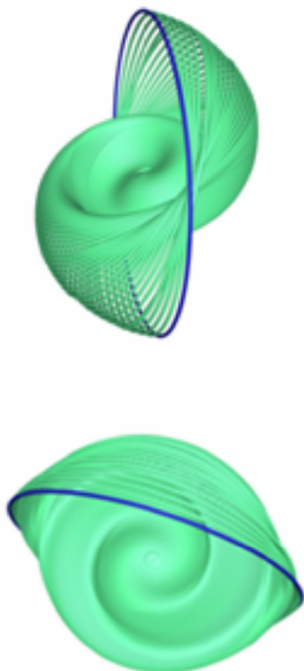


Рис. 3.2. Форма поверхности гелиосферного токового слоя в модели быстрой переполюсовки (вид с полюса и «сбоку»).

Упражнения

1. Вычислить межпланетное электрическое поле в инерциальной системе координат, связанной с удаленными «неподвижными» звездами.

Рассматриваемая система координат движется относительно солнечного ветра со скоростью v_R . Электрическое поле \mathbf{E}' в этой системе координат связано с полем $\mathbf{E}'' = 0$ в сопутствующей солнечному ветру системе координат соотношением

$\mathbf{E}'' = \mathbf{E}' - \frac{1}{c} [\mathbf{v}_R \times \mathbf{B}]$. Оно имеет только меридиональную составляющую

$$E''_\theta = \frac{1}{c} v_R B_\varphi = -\frac{1}{c} \frac{R_0}{R} \Omega R_0 \sin \theta B_0 \left(\theta, \frac{\Omega (R - R_0) \sin \theta}{v_R} + \varphi \right).$$

2. Найти распределение токов в межпланетном пространстве в модели Паркера при $B_{0R}(\theta, \varphi) = B_0 \cos \theta$.

Магнитное поле определяется по формулам (3.8) и имеет составляющие:

$$B_R = B_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \cos \theta,$$

$$B_\theta = 0,$$

$$B_\varphi = -B_0 \frac{R_0}{R} \frac{\Omega R_0 \sin 2\theta}{2v_R}.$$

Распределение плотности тока находится из уравнения $\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} [\nabla \times \mathbf{B}]$

по общим формулам:

$$j_R = \frac{c}{4\pi} \left[\frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\varphi) - \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial B_\theta}{\partial \varphi} \right],$$

$$j_\theta = \frac{c}{4\pi} \left[\frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial B_R}{\partial \varphi} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R B_\varphi) \right],$$

$$j_\varphi = \frac{c}{4\pi} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R B_\theta) - \frac{1}{R} \frac{\partial B_R}{\partial \theta} \right].$$

Отсюда

$$j_R = \frac{c}{4\pi} B_0 \frac{\Omega}{v_R} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 (1 - 3 \cos^2 \theta),$$

$$j_\theta = 0,$$

$$j_\varphi = \frac{c}{4\pi} B_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \frac{1}{R} \sin \theta.$$

В такой модели вблизи Солнца на экваторе преобладает кольцевой ток, а на полюсах – радиальный ток. Линии тока – гиперболические спирали, ортогональные линиям поля – архимедовым спиралям. Вдали от Солнца радиальный ток больше кольцевого, текущего по азимуту, всюду кроме конуса $\cos^2 \theta = 1/3$. Вблизи этого конуса преобладает кольцевой ток также и на больших расстояниях от Солнца. Линии тока имеют вид конических спиралей:

$$\frac{1}{R} + \frac{\Omega}{v} \frac{1 - \cos^2 \theta}{\sin \theta} \varphi = \text{const}.$$

Такая модель приведена для иллюстрации и лишь в грубых чертах может описывать двухсекторную структуру. Вследствие наклона плоскости солнечного экватора к плоскости эклиптики Земля в течение одного солнечного оборота попеременно оказывается в двух секторах, в одном из которых межпланетное магнитное поле направлено от Солнца, а в другом – к Солнцу. Картина из двух или четырех секторов наблюдалась в спокойных условиях на разных расстояниях от Солнца вблизи плоскости эклиптики. Пространственная форма секторных границ и текущих по ним токов в настоящее время еще мало исследована.

3. Рассмотреть упрощенную модель магнитного поля с открытыми и замкнутыми линиями поля в области формирования солнечного ветра при низкой активности. Вращением Солнца можно пренебречь. Модель образована суперпозицией точечного диполя Солнца и бесконечно тонкого гелиосферного токового слоя с азимутальным током в плоскости экватора, таким, что модуль радиального поля не зависит от углов (две половинки магнитного монополя разного знака), как это было установлено при измерениях вне плоскости эклиптики на космическом аппарате «Улиссис» в годы минимума солнечной активности. Результаты модельного расчета показаны на рис. 3.3. Линии поля вблизи экватора замкнуты и представляют собой продолжение конфигурации пояса стримеров в короне. Вблизи полюсов линии открыты и воспроизводят положение приполюсных корональных дыр, которые наиболее обширны именно в

годы низкой солнечной активности и служат источником быстрых потоков солнечного ветра со скоростью 600-700 км/ в это время.

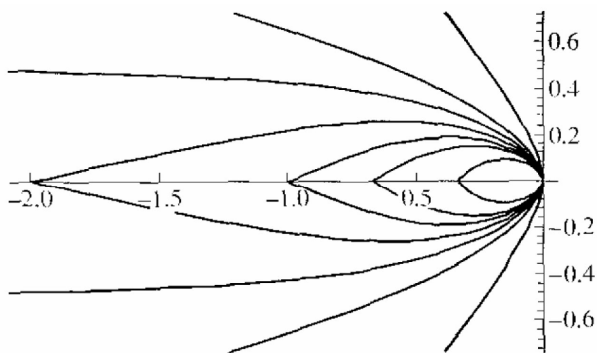


Рис. 3.3. Модель магнитного поля в области формирования солнечного ветра.

4. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДИПОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ. ТЕОРИЯ ШТЕРМЕРА

Магнитное поле вблизи планет в основном определяется внутренними электрическими токами и приближенно может быть описано мультипольным разложением, в котором заметно преобладает дипольный член. Величина дипольного магнитного момента планет (см. табл. 1) связана с их размером, скоростью вращения, наличием жидкого проводящего ядра. Луна и Венера не имеют заметного дипольного поля.

Таблица 4.1.
Дипольный магнитный момент планет (μ)

Название планеты	Меркурий	Земля	Марс	Юпитер	Сатурн	Нептун	Уран
μ (Гс·см ³)	$5 \cdot 10^{22}$	$8 \cdot 10^{25}$	$2 \cdot 10^{22}$	$1,6 \cdot 10^{30}$	$4 \cdot 10^{28}$	$2 \cdot 10^{27}$	$4 \cdot 10^{27}$

Ось дипольного магнитного момента Земли не совпадает с осью ее вращения. Наклон составляет $11,7^\circ$, причем, как известно, северный магнитный полюс лежит в Антарктиде, а Южный – в Канадском Арктическом архипелаге. Этот наклон обуславливает различие географических и магнитных координат.

Векторный потенциал дипольного магнитного поля \mathbf{A} равен $\mathbf{A} = [\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{r}] / r^3$, где $\boldsymbol{\mu}$ – вектор дипольного магнитного момента, \mathbf{r} – радиус-вектор точки наблюдения. Напряженность магнитного поля равна, по определению, $\mathbf{B} = [\nabla \times \mathbf{A}]$, и, следовательно, $\mathbf{B} = -\nabla \frac{\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r}}{r^3}$.

Введем декартову систему координат (x, y, z) с осью z вдоль вектора магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$, сферическую систему координат (r, θ, φ) и вычислим компоненты поля. Вместо полярного угла θ часто используют магнитную широту $\lambda = \pi / 2 - \theta$ (рис. 4.1).

Компоненты поля равны

$$\begin{aligned} B_x &= 3xz \frac{\mu}{r^5}, & B_r &= B_p \sin \lambda, \\ B_y &= 3yz \frac{\mu}{r^5}, & B_\lambda &= -\frac{1}{2} B_p \cos \lambda, \\ B_z &= \left(3z^2 - r^2 \right) \frac{\mu}{r^5}, & B_\varphi &= 0. \end{aligned}$$

Здесь $B_p = 2\mu / r^3$ – напряженность поля на полюсе (0,6 Гс на поверхности Земли), B_r – вертикальная, а B_λ – горизонтальная составляющая поля.

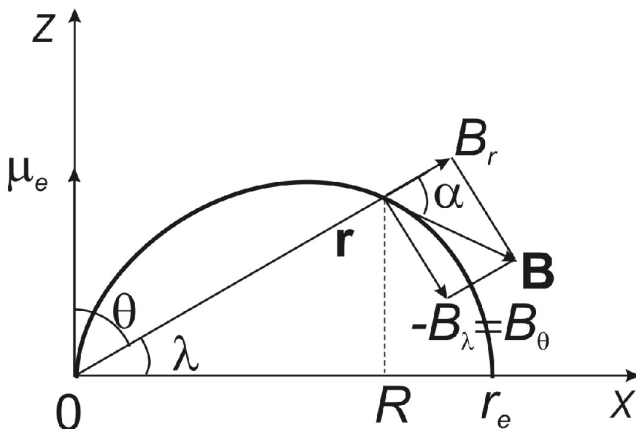


Рис. 4.1. Система координат и силовая линия диполя

Напряженность магнитного поля на экваторе вдвое меньше, чем на полюсе, и на поверхности Земли составляет 0,3 Гс. Зависимость напряженности от широты видна из соотношений:

$$B = \left(B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 \right)^{1/2} = \left(B_z^2 + B_\lambda^2 + B_\varphi^2 \right)^{1/2} \quad (4.1)$$

$$= \frac{\mu}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} = \frac{1}{2} B_p \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}.$$

Угол α (наклонение) между вектором магнитного поля и местной вертикалью определяется соотношением:

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{B_\lambda}{B_r} = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \lambda.$$

Над полюсами поле \mathbf{B} вертикально, над экватором – горизонтально.

Силовая линия определяется дифференциальным уравнением $[\mathbf{B} \times d\mathbf{r}] = 0$:

$$\frac{B_r}{B_\lambda} = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\lambda}.$$

Отсюда

$$\frac{\sin \lambda}{-\frac{1}{2} \cos \lambda} = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\lambda}; -\frac{2 \sin \lambda}{\cos \lambda} d\lambda = \frac{dr}{r}; \ln r = 2 \ln \cos \lambda.$$

Уравнение силовой линии $r = r_e \cos^2 \lambda$, где r_e – расстояние от центра до пересечения силовой линии с плоскостью магнитного экватора. Силовые линии представляют однопараметрический набор плоских кривых. Напряженность поля меняется вдоль выбранной силовой

линии по закону
$$B = \frac{\mu}{r_e^3} \frac{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda}.$$

Перейдем теперь к рассмотрению уравнения движения заряженной частицы в поле магнитного диполя:

$$\frac{d(mv)}{dt} = \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}].$$

Это уравнение инвариантно относительно преобразования $e \rightarrow -e$, $t \rightarrow -t$, т.е. частица и античастица движутся по одинаковым траекториям, но в противоположных направлениях.

Дипольное магнитное поле стационарно и аксиально-симметрично. Отсюда следуют два интеграла движения – полная энергия и обобщенный импульс азимутального движения: $|\mathbf{v}| = \text{const}$ и $M_\varphi = R(mv_\varphi + eA_\varphi/c) = \text{const.}$, где R – расстояние до оси диполя, $R = r \cos \lambda$.

Третий интеграл аналитически найти не удастся. Однако в одном частном случае уравнения движения интегрируются до конца. Будем искать круговое движение нерелятивистской частицы в плоскости экватора. Тогда $v = v_\varphi$ и $\frac{mv^2}{R} = \frac{evB}{c} = \frac{ev\mu}{cR^3}$. При данном значении v существует единственная круговая траектория с радиусом $R = \sqrt{|e|\mu/mcv}$. Этот радиус называется штермеровским радиусом частицы c_{st} :

$$c_{st} = \sqrt{\frac{|e|\mu}{mcv}}. \quad (4.3)$$

Штермер подробно изучал движение заряженных частиц в поле магнитного диполя в связи с проблемой полярных сияний. Излагаемый ниже анализ был выполнен им в начале XX столетия.

Удобно ввести безразмерный интеграл движения $\gamma = -\frac{M_\phi}{2mvc_{st}}$ и угол

δ между меридиональной плоскостью и траекторией, $\sin \delta = R\dot{\phi}/v$. Тогда

$$M_\phi = -2mvc_{st}\gamma = mv\left(\frac{R^2\dot{\phi}}{v} + c_{st}^2\frac{R^2}{r^3}\right) = mv\left(R\sin\delta + c_{st}^2\frac{R^2}{r^3}\right).$$

Отсюда

$$R\sin\delta + c_{st}^2\frac{R^2}{r^3} = -2\gamma c_{st}$$

и для r получается квадратное уравнение

$$r^2\cos\lambda\sin\delta + 2r\gamma c_{st} + c_{st}^2\cos^2\lambda = 0 \quad (4.4)$$

с корнями

$$r = c_{st}\left[\frac{-\gamma}{\sin\delta\cos\lambda} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma}{\sin\delta\cos\lambda}\right)^2 - \frac{\cos\lambda}{\sin\delta}}\right]. \quad (4.5)$$

Учтем теперь неравенство

$$|\sin\delta| = \left|c_{st}^2\frac{R}{r^3} + 2c_{st}\frac{\gamma}{R}\right| \leq 1, \quad (4.6)$$

чтобы получить некоторые ограничения на возможный характер движения. Подстановка $\sin\delta = \pm 1$ в (4.5) дает формально четыре граничных значения – корни $r_{1,2,3,4}$ для определения возможных областей движения при данных значениях c_{st} и γ , соответствующих двум интегралам $|v|$ и M_ϕ . Один из этих корней заведомо отрицателен и не подходит. Поскольку c_{st} служит лишь масштабным множителем в (4.5), то надо исследовать только зависимость от γ в пределах изменения от $-\infty$ до $+\infty$.

Рассмотрим по порядку различные значения γ .

1) $\gamma > 0$. Из неравенства (4.6) сразу видно, что $R \rightarrow 0$ невозможно. Нет траекторий, достигающих диполя. В этом случае имеется единственный положительный корень (соответствующий $\sin\delta = -1$):

$$r_1 = c_{\text{st}} \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2 + \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda}.$$

Частицы могут двигаться только в области $r > r_1$. При $\gamma \rightarrow +\infty$ имеем

$$r_1 = c_{\text{st}} \frac{2\gamma}{\cos \lambda}.$$

Разрешенная область качественно показана для этого случая на рис. 4.2а (не заштрихована). При уменьшении γ появляется вторая точка перегиба, лежащая уже не на экваторе. Для нахождения

этой точки положим $\frac{dr_1}{d\lambda} = 0$ и вычислим эту производную из (4.4):

$$2r_1 \frac{dr_1}{d\lambda} \sin \delta \cos \lambda - r_1^2 \sin \delta \sin \lambda + 2\gamma c_{\text{st}} \frac{dr_1}{d\lambda} - 2c_{\text{st}}^2 \cos \lambda \sin \lambda = 0.$$

Производная обращается в нуль, если

$$r_1^2 \sin \delta \sin \lambda + 2c_{\text{st}}^2 \cos \lambda \sin \lambda = 0.$$

Учитывая, что $\sin \delta = -1$, находим: 1) $\sin \lambda = 0$, $r_1 = c_{\text{st}} (\gamma + \sqrt{\gamma^2 + 1})$ – всегда есть точка перегиба на экваторе; 2)

$$r_1 = c_{\text{st}} \sqrt{2 \cos \lambda}, \quad \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2 + \cos^2 \lambda}}{\cos \lambda \sqrt{\cos \lambda}} = \sqrt{2}.$$

При $\gamma \rightarrow +\infty$ такой точки нет. Из полученного равенства видно, что второй перегиб появляется при $\gamma = \sqrt{2}/4$ на экваторе и при уменьшении $\gamma \rightarrow 0$ смещается ближе к полярной оси. При этом

$$r_1 \approx c_{\text{st}} \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2 + 8\gamma^2}}{2\gamma^{2/3}} = 2c_{\text{st}} \gamma^{1/3}.$$

Вид запрещенной области при $\gamma < \sqrt{2}/4$ показан на рис. 4.2б.

2) $\gamma = 0$. В этом случае из (4.4) находим, что $r^2 \sin \delta \cos \lambda + c_{\text{st}}^2 \cos^2 \lambda = 0$. Отсюда 1) $\cos \lambda = 0$, 2) при $\sin \delta = -1$ имеется корень $r_1 = c_{\text{st}} \sqrt{\cos \lambda}$. Впервые открывается возможность проникновения (на полюсе) вдоль линии $\lambda = \pi/2$ из бесконечности к центру. Запрещенная область на рис. 4.2в заштрихована.

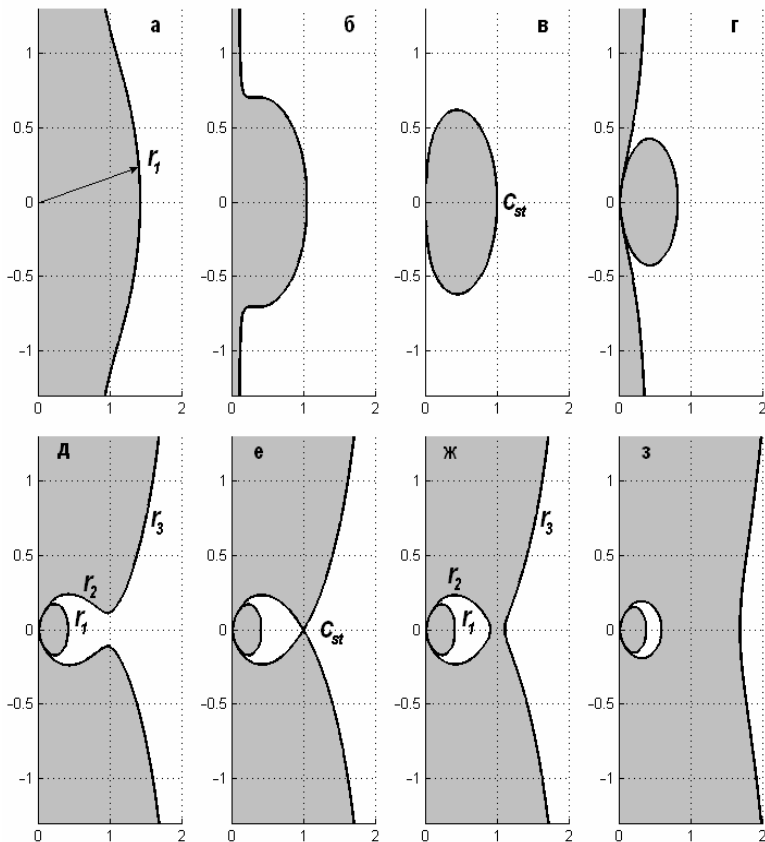


Рис. 4.2. Вид запрещенных областей при различных значениях параметра γ (γ последовательно уменьшается). Штермеровский

радиус $c_{st} = 1$. а) $\gamma > \sqrt{2}/4$, б) $0 < \gamma < \sqrt{2}/4$, в) $\gamma = 0$, г) - д) $-1 < \gamma < 0$, е) $\gamma = -1$, ж) - з) $\gamma < -1$.

3) $0 > \gamma > -1$. При $\gamma \rightarrow 0$ на экваторе и вблизи него есть только один корень: $r_1 \approx c_{st} \sqrt{\cos \lambda}$. Вблизи полюса $\cos \lambda \rightarrow 0$ имеется 3 корня в порядке возрастания:

$$r_{1,2} = c_{st} \frac{\pm \gamma \pm \sqrt{\gamma^2 \pm \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda}, \quad r_3 = c_{st} \frac{-\gamma + \sqrt{\gamma^2 - \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda}.$$

При $\cos \lambda > |\gamma|^{2/3}$ имеется один корень, при $\cos \lambda < |\gamma|^{2/3}$ – три корня. Запрещенная зона над полюсами расширяется. Есть разрешенные направления прихода из бесконечности (рис. 4.2г,д).

4) $\gamma = -1$. На экваторе происходит самопересечение, слияние запрещенных зон. Точка пересечения находится при слиянии двух корней $r_2 = r_3 = c_{st}$. Здесь есть (особая) неустойчивая круговая траектория $r = c_{st}$, $v = v_\phi$. При этом $r_1 = c_{st}(\sqrt{2} - 1)$ на экваторе (см. рис. 4.2е).

5) $-1 > \gamma > -\infty$. Есть три корня, в порядке возрастания (рис. 4.2 ж, з):

$$r_1 = c_{st} \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2 + \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda}, \quad (-1)$$

$$r_2 = c_{st} \frac{-\gamma - \sqrt{\gamma^2 - \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda}, \quad (+1)$$

$$r_3 = c_{st} \frac{-\gamma + \sqrt{\gamma^2 - \cos^3 \lambda}}{\cos \lambda}. \quad (+1)$$

Здесь в скобках указано значение $\sin \delta$. Запрещенные области $r < r_1$, $r_2 < r < r_3$. Разрешенные области $r_1 < r < r_2$, $r > r_3$. Приход частиц из бесконечности на диполь невозможен. Имеется зона захваченных частиц при $r_1 < r < r_2$. Ширина этой разрешенной зоны финитного движения на экваторе при $|\gamma| \gg 1$ оказывается малой (рис. 4.2з), $r_2 - r_1 \sim c_{st} |\gamma|^{-3}$.

Видно, что размер внутренней запрещенной зоны во всех случаях ($\infty > \gamma > -\infty$) меньше штермеровского радиуса, т.е. эта зона всегда лежит внутри штермеровской сферы. Внешняя разрешенная зона в случаях 1) и 5) ($|\gamma| > 1$) лежит при $R > c_{st}$.

Таким образом, мы выяснили важную роль штермеровского радиуса как масштабного фактора для траектории частиц, определяющего также размер разрешенных и запрещенных областей при различных значениях γ .

Приведем таблицу с вычисленными значениями $c_{st}(E)$ в зависимости от энергии для протонов и электронов (табл. 4.2).

Таблица 4.2.

Штермеровский радиус протонов и электронов при различной энергии

	c_{st} , см	
	протоны	электроны
1 кэВ	$1,3 \cdot 10^{11}$ см ($209R_E$)	$8,7 \cdot 10^{11}$ см
1 МэВ	$23,7 \cdot 10^{10}$ см ($37R_E$)	$1,3 \cdot 10^{11}$ см
1 ГэВ	$3,8 \cdot 10^9$ см ($6R_E$)	

Штермеровский радиус обратно пропорционален корню из импульса частицы $c_{st} \sim 1/\sqrt{p}$. Поэтому чем выше энергия, тем ближе к Земле находится зона захвата частиц. Электроны захватываются дальше от Земли, чем протоны при той же энергии. Как видно из формулы (4.3), определяющим параметром при этом оказывается магнитная жесткость $pc/|e|$.

Проведенный анализ оказывается полезен также для исследования космических лучей. Пересечение со сферой земного радиуса $r = R_E$ позволяет определить минимальную широту, куда еще могут попасть частицы данной энергии из бесконечности:

$$\frac{1 + \sqrt{1 + \cos^3 \lambda_m}}{\cos \lambda_m} = \frac{R_E}{c_{st}}.$$

По широтному эффекту определяют спектр космических лучей. Замечательно, что регистрационный прибор при этом может быть достаточно грубым, интегральным. Роль дифференциального анализатора играет магнитное поле Земли.

Расчет конусов приема для станций наблюдения космических лучей производится в дипольном приближении лишь достаточно грубо. Часто интересуются более тонкими измерениями. Тогда приходится учитывать реальное магнитное поле – более высокие мультипольные моменты от внутренних источников, магнитные аномалии и поле магнитосферных токов. С учетом этих поправок интенсивность космических лучей становится функцией не только геомагнитной широты, но зависит также от ряда других факторов.

Упражнение

Используя лагранжиан релятивистской частицы, получить законы сохранения для движения в поле магнитного диполя.

Функция Лагранжа $L = -mc^2 \sqrt{1 - v^2 / c^2} + \frac{e}{c} (\mathbf{A} \mathbf{v})$. В сферических

координатах (r, θ, φ) скорость равна $v = (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + r^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}^2)^{1/2}$.

Вектор-потенциал дипольного поля имеет только одну компоненту,

$\mathbf{A} = \mathbf{A} \left(0, 0, \frac{\mu \sin \theta}{r^2} \right)$. В результате

$$L(r, \theta, \varphi, \dot{r}, \dot{\theta}, \dot{\varphi}, t) = -mc^2 \left[1 - \frac{1}{c^2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + r^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}^2) \right]^{1/2} + \frac{e\mu \sin^2 \theta}{c r} \dot{\varphi}.$$

Найдем обобщенные импульсы, канонически сопряженные координатам (r, θ, φ) :

$$p_r = \frac{\partial L}{\partial \dot{r}} = \frac{m r}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

$$p_\theta = \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = \frac{m r^2 \dot{\theta}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

$$p_\varphi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = \frac{m r^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{e\mu \sin^2 \theta}{c r},$$

Функция Лагранжа не зависит явно от времени, следовательно, сохраняется энергия $H = \sum_i p_i \dot{q}_i - L(q_i, \dot{q}_i) = mc^2 / \sqrt{1 - v^2 / c^2}$.

Координата φ – циклическая, поэтому сохраняется сопряженный ей

обобщенный импульс p_φ (согласно уравнениям движения, $\frac{dp_i}{dt} = \frac{\partial L}{\partial q_i}$).

5. ДРЕЙФОВАЯ ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПРИЛОЖЕНИИ К ДИПОЛЬНОМУ ПОЛЮ

Действие S для финитного движения является адиабатическим инвариантом при медленных изменениях параметров системы. Напомним понятие об адиабатических инвариантах на простом примере механической системы с одной степенью свободы. Пусть гамильтонова функция $H(p, q, \lambda(t))$ зависит от импульса p , координаты q и медленно меняющегося параметра $\lambda(t)$. Вычислим полную производную по времени $\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial p} \dot{p} + \frac{\partial H}{\partial q} \dot{q}$. В силу уравнений движения

$$\dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q}, \quad \dot{q} = \frac{\partial H}{\partial p},$$

и поэтому

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial \lambda} \dot{\lambda}.$$

Предполагается, что при каждом фиксированном значении λ система

совершает финитное движение с периодом $T = \int_0^T dt = \oint \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)^{-1} dq$.

Вычислим среднее изменение энергии за период движения, если $\lambda(t)$ меняется достаточно медленно. Тогда

$$\begin{aligned} \overline{\frac{dE}{dt}} &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{dH}{dt} dt = \dot{\lambda} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\partial H}{\partial \lambda} dt = \\ &= \dot{\lambda} \frac{\oint \left(\frac{\partial H}{\partial \lambda} \right) \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right) dq}{\oint \frac{dq}{\left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)}} = -\dot{\lambda} \frac{\oint \frac{\partial p}{\partial \lambda} dq}{\oint \frac{\partial p}{\partial E} dq}. \end{aligned}$$

При вычислении мы вынесли $\dot{\lambda}$ за знак интеграла, считая функцию

$\lambda(t)$ достаточно медленной, $\varepsilon = \frac{T \partial \lambda / \partial t}{\lambda} \ll 1$. Здесь использовано

также то, что вдоль траектории $p(q, E, \lambda)$ выполняется условие

$\frac{\partial H}{\partial \lambda} + \frac{\partial H}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial \lambda} = 0$. В результате $\oint \left(\frac{\partial p}{\partial \lambda} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{dt} \right) dq = 0$. Отсюда

$\oint dp dq = \text{inv} = I$. Таким образом, действие I оказывается приближенным инвариантом для финитного движения при медленных изменениях параметров системы. Поскольку $I = \oint E dt$, то отсюда, в частности, следует, что всякие медленные изменения периода T движения приводят к изменениям энергии, $ET = \text{const}$.

Можно показать, что точность сохранения адиабатических инвариантов (в одномерном движении) экспоненциальная, $\sim e^{-1/\varepsilon}$ при аналитической зависимости $H(\lambda)$, и степенная, $\sim \varepsilon^n$, если разрывна производная $\partial^n H / \partial \lambda^n$.

Из сказанного ясно, что для ларморовского движения заряженной частицы в достаточно медленно меняющемся поле $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ адиабатическим инвариантом будет величина $I = p_\perp r_H$, где $p_\perp = \gamma m v_\perp$ – поперечный импульс частицы, $\gamma = (1 - v^2 / c^2)^{-1/2}$ – релятивистский фактор, $r_H = v_\perp / \omega_H = p_\perp c / eB$ – ларморовский радиус, $\omega_H = eB / \gamma mc$ – ларморовская частота. С точностью до постоянных множителей $I \sim p_\perp^2 / B$ совпадает с магнитным моментом ларморовского кружка

$$\mu = \frac{p_\perp^2}{2\gamma m B}. \quad (5.1)$$

В дальнейшем будем обозначать μ_E дипольный магнитный момент Земли, а μ – магнитный момент частицы. Требуемая медленность изменения магнитного поля \mathbf{B} сводится к выполнению неравенств

$$\varepsilon_1 = \left| \frac{1}{\omega_H B} \frac{\partial B}{\partial t} \right| \ll 1, \quad \varepsilon_2 = \left| \frac{r_H}{B} \frac{\partial B}{\partial r} \right| \ll 1.$$

Перейдем теперь к выводу уравнений дрейфового приближения, разлагая в уравнениях движения координаты и скорости по ε :

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 + \mathbf{x}_1 + \dots, \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1 + \dots$$

В уравнении движения учтем электрическое поле \mathbf{E} и немагнитную силу \mathbf{F} :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right) + \mathbf{F}.$$

В нулевом приближении частица совершает ларморовское вращение,

$$\mathbf{x}_0 = \mathbf{R} = -\frac{c}{e} \frac{[\mathbf{p} \times \mathbf{B}]}{B^2},$$

$$\mathbf{v}_{0\perp} = \frac{d\mathbf{R}}{dt}.$$

В первом приближении

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0 = \mathbf{v} - \frac{d\mathbf{R}}{dt} = \mathbf{v} + \frac{c}{B^2} \left[\frac{d\mathbf{p}}{dt} \times \mathbf{B} \right] + \frac{c}{e} \left[\mathbf{p} \times \frac{d}{dt} \frac{\mathbf{B}}{B^2} \right].$$

Вдоль траектории $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla)$. Поэтому

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_1 = \mathbf{v} + \frac{c}{B^2} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] + \frac{c}{eB^2} [\mathbf{F} \times \mathbf{B}] + \frac{1}{eB^2} [[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \times \mathbf{B}] \\ + \frac{c}{e} \left[\mathbf{p} \times \frac{\partial}{\partial t} \frac{\mathbf{B}}{B^2} \right] + \frac{c}{e} \left[\mathbf{p} \times (\mathbf{v} \nabla) \frac{\mathbf{B}}{B^2} \right]. \end{aligned}$$

Подставим сюда нулевое приближение для \mathbf{v} и усредним по ларморовскому периоду. Учтем, что $[\mathbf{B} \times [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]] = (\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\parallel}) B^2$, где $\mathbf{v}_{\parallel} = \mathbf{B}(\mathbf{v} \mathbf{B}) / B^2$. Введем местную систему координат с осью z вдоль \mathbf{B} (рис. 5.1). Угол β между скоростью \mathbf{v} и полем \mathbf{B} называется питч-углом, $\cos \beta = (\mathbf{v} \mathbf{B}) / vB$.

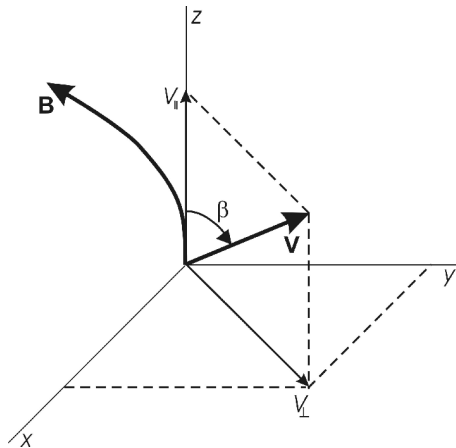


Рис. 5.1. Система координат для ларморовского движения

Получаем следующие формулы:

$$v_x = v \sin \beta \sin \omega_H t, \quad \langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{2} v^2 \sin^2 \beta$$

$$v_y = v \sin \beta \cos \omega_H t, \quad \langle v_y^2 \rangle = \frac{1}{2} v^2 \sin^2 \beta$$

$$v_z = v \cos \beta, \quad \langle v_z^2 \rangle = v^2 \cos^2 \beta$$

$$\langle v_i v_k \rangle = 0 \text{ при } i \neq k.$$

Усреднение по периоду $\langle \dots \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \dots dt$ дает $\frac{1}{T} \int_0^T \sin^2 \omega_H t dt = 1/2$.

Период $T = 2\pi / \omega_H$. Усредним:

$$\begin{aligned} \left\langle \left[\mathbf{v} \times (\mathbf{v} \nabla) \frac{\mathbf{B}}{B^2} \right] \right\rangle &= \left\langle \left(v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ \frac{B_x}{B^2} & \frac{B_y}{B^2} & \frac{B_z}{B^2} \end{vmatrix} \right\rangle = \\ &= \mathbf{i} \left(\langle v_y^2 \rangle \frac{\partial}{\partial y} \frac{B_z}{B^2} - \langle v_z^2 \rangle \frac{\partial}{\partial z} \frac{B_y}{B^2} \right) + \mathbf{j} \left(\langle v_z^2 \rangle \frac{\partial}{\partial z} \frac{B_x}{B^2} - \langle v_x^2 \rangle \frac{\partial}{\partial x} \frac{B_z}{B^2} \right) + \\ &+ \mathbf{k} \left(\langle v_x^2 \rangle \frac{\partial}{\partial x} \frac{B_y}{B^2} - \langle v_y^2 \rangle \frac{\partial}{\partial y} \frac{B_x}{B^2} \right) = \\ &= v^2 \left\{ \left(\frac{1}{2} \sin^2 \beta + \cos^2 \beta \right) \frac{[\mathbf{B} \times (\nabla B)]}{B^3} + \frac{1}{2} \sin^2 \beta \frac{[\nabla \times \mathbf{B}]}{B^2} \right\} \end{aligned}$$

Каждое из трех слагаемых в этом выражении имеет свой смысл и свое название. Первое описывает градиентный дрейф, второе – центробежный, третье – поляризационный. Последнее название

связано с тем, что в плазме без токов ($\mathbf{j} = 0$) имеем $[\nabla \times \mathbf{B}] = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$.

Величина $\langle \mathbf{v}_1 \rangle = \mathbf{v}_{\text{др}}$ называется дрейфовой скоростью.

Выпишем получающиеся уравнения дрейфового движения (первое приближение) в нерелятивистском случае:

$$\begin{aligned}
\mathbf{v}_{\text{др}\perp} &= c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]}{B^2} + c \frac{[\mathbf{F} \times \mathbf{B}]}{eB^2} \\
&+ \frac{c}{eB^2} \left(\frac{mv_{\perp}^2}{2} + mv_{\parallel}^2 \right) \nabla_{\perp} B + \frac{mv_{\perp}^2}{2eB^2} \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t}, \\
\frac{\partial \mathbf{p}_{\parallel}}{\partial t} &= e\mathbf{E}_{\parallel} - (\mu \nabla) \mathbf{B} + \mathbf{F}_{\parallel}.
\end{aligned} \tag{5.2}$$

$$\frac{[\mathbf{B} \times (\nabla B)]}{B^3} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ 0 & 0 & B \\ \frac{\partial B}{\partial x} & \frac{\partial B}{\partial y} & \frac{\partial B}{\partial z} \end{vmatrix} = \frac{1}{B^3} (B \frac{\partial B}{\partial x} \mathbf{j} - B \frac{\partial B}{\partial y} \mathbf{i}) \neq \frac{1}{B^2} \nabla_{\perp} B.$$

Поясним вывод продольного уравнения. Имеем $\mathbf{B} \approx \mathbf{B}(0) + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x_i} x_i$ и

уравнение движения

$$\frac{\partial \mathbf{p}_{\parallel}}{\partial t} = e\mathbf{E}_{\parallel} + \frac{e}{c} \left[\mathbf{v}_0 \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x_i} x_i \right] + \mathbf{F}_{\parallel}.$$

После усреднения по ларморовскому вращению получается (5.2).

В релятивистском случае надо использовать $v_i = p_i / m$ и релятивистское значение массы γm_0 , $\gamma = (1 - v^2 / c^2)^{-1/2}$, магнитный

момент $\mu = \frac{\mathbf{B}}{B} \frac{p_{\perp}^2}{2\gamma m_0 B}$.

Напомним еще, что первый член в уравнении (5.2) для поперечной скорости описывает электрический дрейф. Он не зависит от заряда и массы частиц. Второй член описывает дрейф в поле сил неэлектромагнитной природы (например, градиента давления, силы тяжести и т.п.). Положительные и отрицательные частицы в поле таких сил дрейфуют в противоположные стороны.

Применим уравнения дрейфового движения (5.2) к случаю дипольного магнитного поля. Введем местную систему координат $(\mathbf{s}, \mathbf{n}, \varphi)$ с осью \mathbf{s} вдоль силовой линии, осью \mathbf{n} по нормали к силовой линии и осью φ , направленной по азимуту (рис. 5.2). Эта система координат ортогональна.

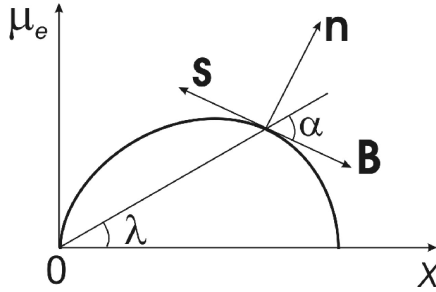


Рис. 5.2. Система координат дипольного поля. Магнитный дипольный момент μ_e , угол α – наклонение магнитного поля, λ – широта

В местной системе координат (s, n, φ) продольная скорость $v_{\parallel} = ds / dt$. Дифференциал пути ds вдоль силовой линии $r = r_e \cos^2 \lambda$ равен

$$\begin{aligned}
 ds &= \sqrt{(dr)^2 + (rd\lambda)^2} \\
 &= \sqrt{\left[d(r_e \cos^2 \lambda)\right]^2 + (r_e \cos^2 \lambda d\lambda)^2} = \\
 &= r_e \sqrt{(-2 \cos \lambda \sin \lambda)^2 + \cos^4 \lambda d\lambda} \quad (5.3) \\
 &= r_e \cos \lambda \sqrt{\cos^2 \lambda + 4 \sin^2 \lambda} d\lambda = \\
 &= r_e \cos \lambda \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} d\lambda.
 \end{aligned}$$

Дрейфовые уравнения движения в дипольном магнитном поле в выбранной системе координат имеют вид:

$$\begin{aligned}
 v_{\text{др}\perp} = v_{\varphi} &= \frac{mc}{eB} \left(\frac{v_{\perp}^2}{2} + v_{\parallel}^2 \right) \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial n}, \\
 \frac{dv_{\parallel}}{dt} &= -\frac{mv_{\perp}^2}{2Bm} \frac{\partial B}{\partial s} = -\frac{\mu}{m} \frac{\partial B}{\partial s}.
 \end{aligned} \quad (5.4)$$

Продольное уравнение движения $\frac{d^2 s}{dt^2} = -\frac{\mu}{m} \frac{\partial B(s, n)}{\partial s}$ решается в квадратурах. Действительно, в рассматриваемом дрейфовом приближении $v_n = \frac{\partial n}{\partial t} = 0$ – скорость по нормали к силовой линии

равна нулю, как это видно из уравнений движения. Умножая продольное уравнение на $\frac{ds}{dt}$ с обеих сторон и интегрируя по t , находим первый интеграл:

$$\frac{mv_{\parallel}^2}{2} + \mu B = \text{const.}$$

Поскольку сохраняются величины $v = \text{const}$, $\mu = \text{const}$, то (5.4) показывает, что продольное движение есть движение в «потенциальной яме» $\mu B(s)$. Для захваченных частиц $v_{\parallel} = 0$ в точках поворота по s . Обозначая магнитное поле в этих точках s_m $B(s_m) = B_m$, имеем

$$\frac{ds}{dt} = v_{\parallel} = \sqrt{\frac{2\mu}{m} [B_m - B(s)]}. \quad (5.5)$$

Отсюда траектория $s(t)$ может быть найдена в квадратурах. Однако аналитическое вычисление интеграла в общем случае невозможно из-за сложного вида $B(s)$. Частицы, захваченные вблизи плоскости экватора, совершают гармонические продольные колебания. Действительно, из (5.5) и (5.3) имеем:

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{dt} &= \sqrt{\frac{2\mu\mu_e}{mr_e^5}} \sqrt{\frac{r(\lambda_m) - \eta(\lambda)}{\cos^2 \lambda (1 + 3 \sin^2 \lambda)}}, \\ \eta &= \frac{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Вблизи экватора $\lambda, \lambda_m \ll 1$ (λ_m – амплитуда колебаний) и $\eta \approx 1 + \frac{9}{2} \lambda^2$.

Из (5.6) следует тогда:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \sqrt{\frac{2\mu\mu_e}{mr_e^5}} \frac{3}{\sqrt{2}} \sqrt{\lambda_m^2 - \lambda^2}.$$

Это уравнение гармонических колебаний. Отсюда

$\lambda = \lambda_m \sin \left(2\pi \frac{t - t_0}{T} \right)$, период колебаний

$$T = \frac{2\pi}{3} \sqrt{\frac{mr_e^5}{\mu\mu_e}} = \frac{2\pi}{3} \sqrt{2} \frac{r_e}{v}.$$

Перейдем теперь к рассмотрению поперечного движения. Сначала

вычислим $\frac{\partial B}{\partial n} = \frac{\partial B}{\partial r} \sin \alpha + \frac{1}{r} \frac{\partial B}{\partial \lambda} \cos \alpha$. Подставим сюда

$$\frac{\partial B}{\partial r} = -3 \frac{\mu_e}{r_e^4} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}; \quad \frac{\partial B}{\partial \lambda} = \frac{\mu_e}{r_e^3} \frac{3 \sin \lambda \cos \lambda}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}};$$

$$\cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\cos \lambda}{2 \sin \lambda} \right)^2}} = \frac{2 \sin \lambda}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}}; \quad \sin \alpha = \frac{\cos \lambda}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}}.$$

(Здесь использовано равенство $\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \lambda$.) В результате получаем:

$$\frac{\partial B}{\partial n} = -3 \frac{\mu_e}{r_e^4} \frac{\cos \lambda (1 + \sin^2 \lambda)}{1 + 3 \sin^2 \lambda} = -3 \frac{B \cos \lambda (1 + \sin^2 \lambda)}{r (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{3/2}}.$$

Азимутальная скорость дрейфа равна:

$$\begin{aligned} v_{\varphi} &= -3 \frac{mc}{eB} \left(\frac{v_{\perp}^2}{2} + v_{\parallel}^2 \right) \frac{1}{r} \frac{\cos \lambda (1 + \sin^2 \lambda)}{(1 + 3 \sin^2 \lambda)^{3/2}} = \\ &= \frac{c\mu}{er_e} \left(2 \frac{B_m}{B(\lambda)} - 1 \right) \frac{\cos \lambda (1 + \sin^2 \lambda)}{(1 + 3 \sin^2 \lambda)^{3/2}}. \end{aligned}$$

Учитывая, что $v_{\varphi} = r \cos \lambda \dot{\phi}$, $r = r_e \cos^2 \lambda$, , получаем:

$$\dot{\phi} = -3 \frac{c\mu}{er_e^2 \cos^4 \lambda} \frac{1 + \sin^2 \lambda}{(1 + 3 \sin^2 \lambda)^{3/2}} \left(2 \frac{B_m}{B(\lambda)} - 1 \right).$$

После усреднения по λ получится $\dot{\phi} = \text{const}$. Интегрирование

$\int (...) d\lambda$ легко выполняется вблизи плоскости экватора:

$$\langle \dot{\phi} \rangle = -3 \frac{c\mu}{er_e^2}. \quad (5.7)$$

Итак, имеются три независимых периодических дрейфовых движения: ларморовское вращение, колебания вдоль силовой линии и

дрейф вокруг диполя по азимуту. Соответственно имеются три адиабатических инварианта (I_1, I_2, I_3):

$$1) \quad I_1 = \oint dp dq \sim mv_{\perp} r_H \sim mv_{\perp} \frac{v_{\perp} mc}{eB} \sim \frac{mv_{\perp}^2}{B} \frac{mc}{e} \sim E_{\perp} T_1, \quad \text{где}$$

$T_1 = 2\pi / \omega_H$ – период ларморовского вращения. Сохраняется

магнитный момент $\mu = \gamma \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$. Медленное уменьшение T_1

сопровождается ростом E_{\perp} ; это – бетатронное ускорение.

$$2) \quad I_2 = \oint p_{\parallel} ds = 2p \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{1 - \frac{B(s)}{B(s_m)}} ds \sim E_{\parallel} T_2, \quad \text{где}$$

$$p_{\parallel} = p \cos \beta = p \sqrt{1 - \frac{B(s)}{B(s_m)}},$$

$$T_2 = \frac{2}{v} \int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{\cos \alpha} = \frac{2}{v} \int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{\sqrt{1 - \frac{B(s)}{B(s_m)}}}$$

(см. рис. 5.3).

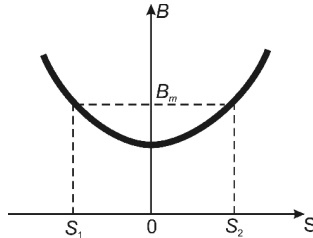


Рис. 5.3. «Потенциальная яма» для продольных колебаний

Для приэкваториальных частиц $\lambda \ll 1$ имеем:

$$I_2 = \oint p_{\parallel} ds = 8p \int_0^{\lambda_m} \lambda r_e d\lambda = 4p r_e \lambda_m^2.$$

При вычислении мы учли, что

$$ds = r_e \cos \lambda \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} d\lambda \approx r_e d\lambda,$$

$$p_{\parallel} = p \cos \beta = p \frac{2 \sin \lambda}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}} \approx 2p\lambda.$$

Так как $p \approx p_{\perp} \sim \sqrt{\mu B} \sim \mu / r_e^{3/2}$, то $I_2 \sim \mu r_e^{-1/2} \lambda_m^2$. Отсюда следует вывод: медленное приближение частицы к диполю (медленное уменьшение r_e) сопровождается уменьшением размаха колебаний λ_m , $\lambda_m \sim r_e^{1/4}$.

$$3) S_3 = \oint p_{\varphi} d\varphi \sim \oint m \left(v_{\varphi} + \frac{e}{c} A_{\varphi} \right) r_e d\varphi \sim \mu + \oint r_e A_{\varphi} d\varphi = \text{const.}$$

Здесь мы учли (5.7), $\langle \varphi \rangle \sim \mu / r^2$, $v_{\varphi} \sim \mu / r_e$. Интерес представляет линейно независимый интеграл $I_3 = S_3 - \mu = \oint r_e A_{\varphi} d\varphi$. Эту часть сохраняющегося действия можно также представить в виде:

$$I_3 = \oint A_{\varphi} dl = \oint (\mathbf{B} \, \mathbf{dS}).$$

Это так называемый третий или потоковый адиабатический инвариант.

Он означает сохранение магнитного потока через контур, описываемый дрейфовой траекторией при движении вокруг диполя,

$$I_3 \sim \frac{\mu_e}{r_e^3} r_e^2 \sim \frac{\mu_e}{r_e}.$$

Отсюда видно, что при сохранении μ , I_2 медленный перенос частиц поперек дрейфовых оболочек (уменьшение r_e) возможен только при нарушении $I_3 \sim 1 / r_e$.

Таким образом, рассмотрение дрейфового движения в дипольном магнитном поле показывает, что частицы перемещаются по дрейфовым оболочкам. Эти оболочки имеют бочкообразный вид. При медленном изменении параметров сохраняются три адиабатических инварианта, соответствующие трем видам периодического движения: ларморовскому вращению, осцилляциям вдоль магнитного поля и вращению вокруг диполя. Полученные выводы понадобятся нам в дальнейшем при изучении радиационных поясов.

Упражнения

1. Оценить характерные времена трех периодов финитного движения T_1, T_2, T_3 для протонов и электронов с энергией 1 МэВ.

2. Дать наглядное объяснение дрейфового движения.

3. Вычислить в дрейфовом приближении распределение плотности частиц вдоль силовой линии, если задано распределение по питч-углам на экваторе $F_e(\beta_e) = A \sin^{\nu} \beta_e$.

Прежде всего, отметим связь между функцией $F_e(\beta_e)$ и плотностью числа частиц в фазовом пространстве $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, удовлетворяющей уравнению Лиувилля. Плотность числа частиц на экваторе определяется из условия нормировки:

$$n_e = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) p^2 \sin \beta_e dp d\beta_e d\varphi.$$

По определению $F_e(\beta_e)$ имеем:

$$F_e(\beta_e) = \int f(\mathbf{r}_e, \mathbf{p}, t) p^2 dp d\varphi.$$

Здесь \mathbf{r}_e — фиксированная точка на экваторе.

Отсюда

$$n_e = \int_0^\pi F_e(\beta_e) \sin \beta_e d\beta_e = A \int_0^\pi \sin^{v+1} \beta_e d\beta_e,$$

нормировочная постоянная равна

$$A = n_e / \int_0^\pi \sin^{v+1} \beta_e d\beta_e.$$

Плотность числа частиц в произвольной точке определяется интегралом в пространстве скоростей:

$$n = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) p^2 dp \sin \beta d\beta d\varphi.$$

Фазовая плотность $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ сохраняется вдоль траектории частиц, согласно теореме Лиувилля. Кроме того, в дрейфовом приближении в статическом магнитном поле сохраняется импульс частицы p и первый адиабатический инвариант — магнитный момент

$$\mu = \frac{p^2 \sin^2 \beta}{B} = \frac{p^2 \sin^2 \beta_e}{B_e}. \quad \text{Индекс } e \text{ всюду указывает значения}$$

величин на экваторе. Имеем связь $\sin \beta_e = \left(\frac{B_e}{B} \right)^{1/2} \sin \beta$ из сохранения

первого инварианта и $F_e(\beta_e) = \text{const}$ вдоль траектории по теореме Лиувилля. Поэтому плотность n равна:

$$\begin{aligned} n &= \int_0^\pi F_e(\beta_e) \sin \beta d\beta = A \int_0^\pi \sin^v \beta_e \sin \beta d\beta \\ &= A \int_0^\pi \left(\frac{B_e}{B} \right)^{v/2} \sin^{v+1} \beta d\beta = n_e \left(\frac{B_e}{B} \right)^{v/2}. \end{aligned}$$

Очевидно, что ν может изменяться в пределах $-2 < \nu < \infty$ (при $\nu < -2$ расходится нормировочный интеграл). При $\nu > 0$ преобладают частицы с питч-углами $\beta \approx \pi/2$ и плотность падает вдоль силовой линии от экватора (B растет). При $-2 < \nu < 0$ преобладают частицы с малыми питч-углами и плотность растет вдоль силовой линии от экватора. При изотропном распределении $\nu = 0$ и плотность постоянна вдоль силовой линии.

6. РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА. ОПИСАНИЕ И ОБЩИЕ СВОЙСТВА

Мы познакомились с движениями заряженных частиц в поле магнитного диполя. В таком поле, как мы видим, возможны финитные траектории. Частицы, движущиеся по таким траекториям, можно назвать захваченными полем. Магнитное поле Земли в некотором интервале расстояний от ее поверхности в хорошем приближении является полем геоцентрического диполя. Поэтому в самых главных чертах движение в геомагнитном поле энергичных заряженных частиц, образующих так называемые радиационные пояса, подобно описанному выше движению в дипольном поле. Оно состоит из квазипериодических движений трех типов: ларморовского вращения, колебаний вдоль силовой линии поля и азимутального дрейфа.

Отклонения геомагнитного поля от дипольного и связанные с этим особенности в движении захваченных частиц обусловлены наличием как внешних (внеземных) источников магнитного поля, так и недипольных компонент внутреннего поля.

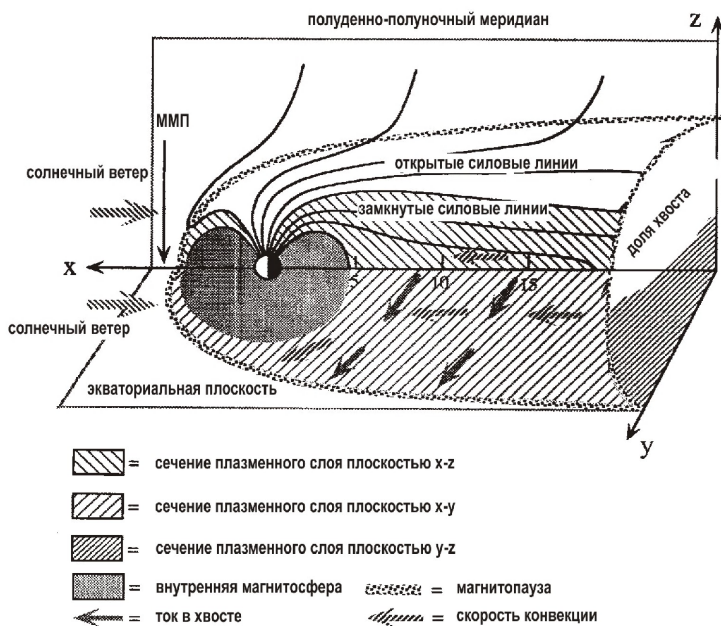


Рис. 6.1. Общий вид магнитосферы в сечениях по полуденно-полуночному меридиану и по экваториальной плоскости

Внешние источники обусловлены взаимодействием геомагнитного поля с потоком плазмы солнечного ветра. Эта плазма, как мы видели, в определенном приближении является идеально проводящей магнитогазодинамической средой. В этом приближении возможно собственное магнитное поле, «вмороженное» в эту среду, а также и внешнее магнитное поле, которое в нее не проникает. Таким внешним полем является геомагнитное поле. Поскольку оно в плазму солнечного ветра не проникает, то остается сосредоточенным в так называемой геомагнитной полости, или магнитосфере, см. рис. 6.1. На границе полости, очевидно, должен существовать скачок магнитного поля, т.е. по этой границе – магнитопаузе протекает поверхностный ток, который и служит основным внешним источником геомагнитного поля. Нетрудно оценить расстояние, на котором находится этот ток, т.е. характерный размер магнитосферы. На магнитопаузе, являющейся тангенциальным разрывом, должны быть равны между собой значения полного давления по обе стороны разрыва:

$$p_1 + \frac{B_1^2}{8\pi} = p_2 + \frac{B_2^2}{8\pi}.$$

Здесь индексы 1 относятся к величинам газокINETического давления p и магнитного поля B на внешней стороне магнитопаузы, а индексы 2 – к соответствующим величинам на внутренней стороне, в магнитосфере. Вблизи подсолнечной точки, где поток останавливается, давление плазмы примерно равно динамическому давлению в солнечном ветре. Это определяется существованием интеграла Бернулли – постоянством полного давления $p + \rho v^2$ вдоль линии тока. С учетом гиперзвукового характера течения вдали от магнитосферы, $M \gg 1$, имеем $p_0 \ll \rho_0 v_0^2$ (здесь индекс 0 относится к невозмущенным величинам, наблюдаемым вдали от препятствия – магнитосферы). Поэтому интеграл Бернулли дает:

$$p_1 \sim \rho_0 v_0^2.$$

Магнитное поле в солнечном ветре обычно мало, так что можно считать $B_1 \ll B_2$; а давление плазмы мало в магнитосферной полости, $p_2 \ll B_2^2/8\pi$. Для нахождения поля B_2 нужно было бы знать величину вклада в это поле от токов на магнитопаузе, который суммируется с вкладом от поля диполя. Вклад этих токов на магнитопаузе можно рассчитать только одновременно с расчетом положения самой границы – магнитопаузы. Решение такой задачи удается получить, но это весьма сложно. Можно, однако, оценить указанный вклад приближенно. Токи на магнитопаузе экранируют

магнитное поле диполя, не дают ему проникнуть за пределы этой поверхности. Задача о такой экранировке в магнитостатике может решаться методом отражений. Если граница представляет собой плоскость, то результат решения сводится просто к удвоению поля. На самом деле, конечно, магнитопауза не плоская, и поэтому коэффициент усиления поля отличен от двойки. Но по порядку величины он остается близок к единице. Поэтому поле B_2 имеет порядок величины дипольного,

$$B_2 \sim \mu_e / r^3$$

(μ_e – земной дипольный момент, r – расстояние до подсолнечной точки). Таким образом,

$$\rho_0 v_0^2 \approx \frac{\mu_e^2}{8\pi r^6}; \quad r \approx \left(\frac{\mu_e^2}{8\pi \rho_0 v_0^2} \right)^{1/6}.$$

Подставляя значение μ_e и типичные значения ρ_0 и v_0 , легко получить $r \approx 10R_E \approx 6 \cdot 10^4$ км.

Образующаяся в потоке солнечного ветра геомагнитная полость (см. рис. 6.1), естественно, несимметрична относительно плоскости терминатора: минимально расстояние до границы в подсолнечной точке. На ночной стороне возникает еще дополнительная внешняя токовая система; это токи геомагнитного хвоста, в котором силовые линии образуют два пучка с противоположными направлениями поля.

С указанной асимметрией связан ряд свойств радиационных поясов. Рассмотрим сначала для простоты приэкваториальные частицы. Эти частицы, дрейфуя с сохранением магнитного момента $\mu \sim mv_{\perp}^2 / B$ и энергии поперечного движения $mv_{\perp}^2 / 2$ (поскольку $v_{\parallel} = 0$), движутся вдоль линий $B = \text{const}$ в плоскости экватора. Электроны дрейфуют на восток, протоны – на запад. В пределах радиальных расстояний 7-8 R_E все дрейфовые траектории замкнуты, так что здесь частицы можно считать захваченными. Из-за асимметрии поля величина его на магнитопаузе уменьшается с удалением от подсолнечной точки (см. рис. 6.2), так что линии $B = \text{const}$ пересекают магнитопаузу. И линии, проходящие через полуночный меридиан на расстояниях $\geq 7R_E$, уже не замыкаются вокруг Земли. Частицы, дрейфующие вдоль этих траекторий, остаются захваченными в магнитосфере лишь ограниченное время, достигая в своем движении ее боковых границ. Эти частицы называют *квазизахваченными*. Таким

образом, на ночной стороне существует линия (а с учетом неэкваториальных частиц – поверхность), являющаяся границей «устойчивого захвата».

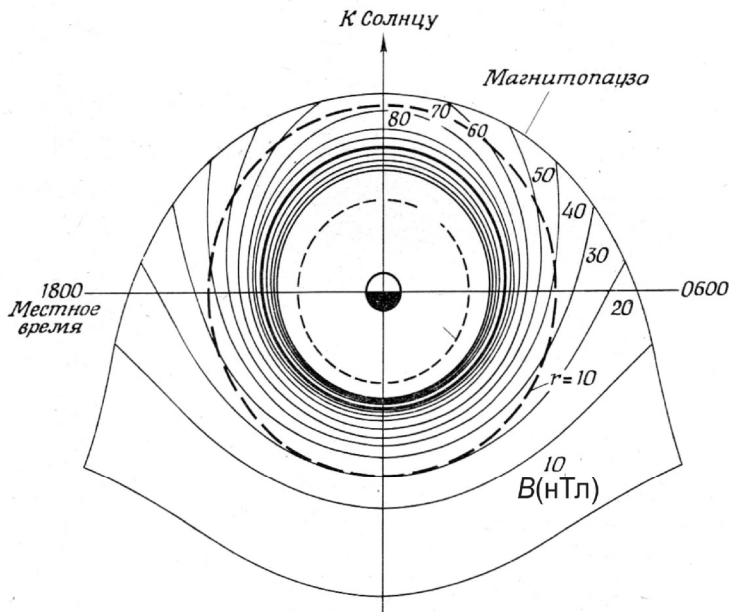


Рис. 6.2. Дрейфовые траектории приэкваториальных частиц

Асимметрия замкнутых траекторий возрастает с удалением от Земли. Причем каждая данная дрейфовая траектория ближе всего к Земле в магнитную полночь, и силовые линии, проходящие через данную дрейфовую траекторию, пересекают земную поверхность на более низких широтах на ночной стороне, чем на дневной. Отсюда следует, что если дрейфовые траектории заполнены неоднородно, т.е. с удалением от Земли концентрация частиц меняется, то при регистрации потоков на заданной широте или на заданном расстоянии от Земли (например, на геостационарной орбите, на расстоянии $6,6 R_E$ от центра Земли) должна наблюдаться суточная вариация.

Дрейфовые траектории расположены плотнее друг к другу на ночной стороне. Это означает, что там выше поперечный градиент поля. Следовательно, скорость азимутального дрейфа там выше, чем на дневной стороне, а каждая частица, дрейфуя, проводит больше времени на дневной стороне, чем на ночной.

Перейдем теперь к общему случаю неэкваториальных частиц. В каждый момент времени ведущий центр частицы находится на некоторой силовой линии. Совокупность таких силовых линий, образуемая при дрейфовом движении частицы, составляет поверхность, называемую дрейфовой оболочкой. Если учесть, что дрейф происходит с сохранением магнитного момента μ (или поля в зеркальной точке B_m) и продольного инварианта I_2 , то зная положение частицы в начальный момент и ее инварианты μ и I_2 , можно построить всю ее дрейфовую оболочку. Для этого на меридиональной плоскости, отвечающей произвольной долготе φ_1 , отличной от начальной φ_0 , строим сначала линию $B_m = \text{const}$, на которой должны находиться точки отражения. Затем с помощью итеративной процедуры можно найти ту силовую линию, проходящую через линию $B_m = \text{const}$, на которой продольный инвариант $I_2 = \frac{1}{2p} \oint p_{\parallel} ds$ равен заданному. Совокупность таких силовых линий

для всех φ_1 и образует искомую дрейфовую оболочку.

В случае дипольного поля (и любого другого аксиально-симметричного поля) дрейфовые оболочки аксиально-симметричны. Поэтому все частицы, находящиеся в начальный момент в данной точке, независимо от их инвариантов μ и I_2 , будут затем постоянно находиться на одной и той же дрейфовой оболочке. Эту ситуацию называют вырождением оболочек. В общем же случае отсутствия осевой симметрии частицы с разными μ и I_2 расходятся в ходе дрейфа – оболочки *расщепляются*.

На ночной стороне магнитосферы высокоширотные силовые линии уходят в геомагнитный хвост. Это означает, что они либо пересекают токовый слой, разделяющий северный и южный пучки силовых линий хвоста, либо вообще разомкнуты. На таких линиях частицы не могут стабильно удерживаться. Поэтому частицы, имеющие на дневной стороне большие значения продольного инварианта I_2 , который примерно пропорционален длине силовой линии, при попадании на ночную сторону в ходе дрейфа с сохранением I_2 , должны там теряться, не совершив полного оборота вокруг Земли. Это означает, что на дневной стороне существует *вторая область квазизахвата* – высокоширотная (см. рис. 6.3). Частицы с точками отражения, расположенными внутри

заштрихованных областей, не могут продрейфовать на 360° вокруг Земли.

Отметим еще особый характер захвата тех частиц с небольшими I_2 , которые на дневной стороне попадают в приграничную область, вблизи магнитопаузы. Дело в том, что в этой области на магнитной силовой линии имеется не один минимум поля (вблизи экватора), а два, расположенные в высоких широтах, под теми точками магнитопаузы, на полуденно-полуночном меридиане, где разделяются два пучка силовых линий: пучок линий, замыкающихся на дневной стороне, и пучок линий, уходящих в хвост. Такое поведение поля приводит к так называемому ветвлению дрейфовых оболочек: частицы с малым I_2 , дрейфуя с ночной стороны вблизи плоскости экватора, затем разделяются на два рукава, идущих к высокоширотным минимумам на дневной стороне. При этом в каждом из этих рукавов частицы имеют продольный инвариант в 2 раза меньший, $I_2 / 2$.

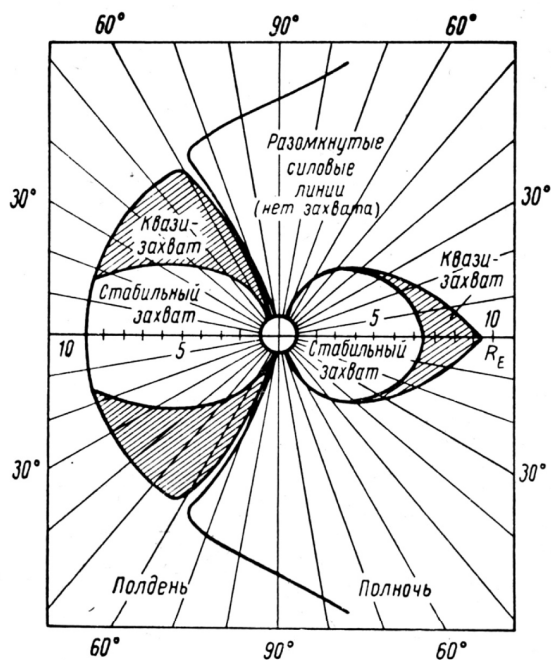


Рис. 6.3. Зоны квазизахвата

Вернемся теперь к области устойчивого захвата и введем обычно употребляемые при описании потоков частиц в этой области «естественные» координаты Мак-Илвейна (L, B) . В этой области, по крайней мере до расстояний $\sim 5 R_E$, геомагнитное поле почти аксиально-симметрично, и расщепление дрейфовых оболочек пренебрежимо мало, т.е. оболочки вырождены.

В стационарном случае функции распределения и направленные потоки частиц (с заданной энергией) меняются от точки к точке, оставаясь функциями двух переменных – адиабатических интегралов движения (I_2, B_m) – в силу теоремы Лиувилля. Однако в случае вырождения оболочек удобнее ввести другую пару переменных, функционально связанную с (I_2, B_m) – «номер» оболочки L и B_m . Тогда в данной точке поток будет функцией не двух переменных I_2, B_m , а только одной – B_m . Таким «номером» оболочки в случае дипольного поля может служить экваториальное расстояние до оболочки, выраженное в земных радиусах. Для дипольного поля связь между указанными парами инвариантов дается табулированной функцией F :

$$\frac{L^3 R_E^3 B_m}{\mu_E} = F \left(\frac{I_2^3 B_m}{\mu_E} \right). \quad (6.1)$$

Чтобы увидеть это, воспользуемся ранее полученными формулами. В формуле для продольного инварианта

$$I_2 = \oint p_{\parallel} ds = 2pI; I = \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{1 - \frac{B(s)}{B(s_m)}} ds$$

перейдем к переменной λ :

$$ds = r_e \cos \lambda \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} d\lambda = LR_E \cos \lambda \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} d\lambda.$$

Учтем далее, что

$$B(\lambda) = \frac{\mu_e}{(LR_E)^3} \frac{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda},$$

так что для точек отражения мы имеем простую связь

$$\lambda_m = \lambda_m \left(\frac{B_m L^3 R_E^3}{\mu_e} \right). \text{ В результате интеграл } I \text{ записывается в виде}$$

$$I = LR_E \int_{-\lambda_m \left(\frac{B_m L^3 R_E^3}{\mu_e} \right)}^{\lambda_m \left(\frac{B_m L^3 R_E^3}{\mu_e} \right)} \sqrt{1 + \sin^2 \lambda} \left(1 - \frac{\mu_e}{B_m L^3 R_E^3} \frac{\sqrt{1 + \sin^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda} \right) \cos \lambda \, d\lambda.$$

Таким образом, мы получаем функциональную связь

$$I = LR_E h \left(\frac{B_m L^3 R_E^3}{\mu_e} \right).$$

Возводя в куб и умножая обе части этого равенства на B_m / μ_e , действительно приходим к соотношению (6.1).

Мак-Илвейн предложил рассчитывать параметр L по этой же, дипольной, формуле и для реального поля, подставляя I_2, B_m , рассчитанные по какой-либо модели реального поля. Для такого реального поля L , конечно, уже не будет настоящим «номером» оболочки, однако при $L \leq 4R_E$ все же с хорошей точностью L остается постоянным вдоль заданной силовой линии, а также и вдоль всей оболочки, определяемой теми частицами, которые колеблются вдоль этой силовой линии. Эти несколько неожиданные результаты определяются тем, что основной вклад в интеграл I_2 дают удаленные части силовой линии, где влияние высших мультиполей внутриземных источников мало. Рассчитанная таким образом величина называется параметром L Мак-Илвейна. Дрейфовые оболочки часто называют L -оболочками. Введение параметров (L, B) позволило впервые упорядочить -полученные в экспериментах данные по потокам в радиационных поясах, построить в этих координатах распределения интенсивности потоков. Таким путем трехмерный радиационный пояс можно изобразить в двумерном пространстве (рис. 6.4). При этом необходимо иметь не только экспериментальные данные о потоках, но и некую модель геомагнитного поля.

Как строится такой двумерный профиль радиационного пояса для частиц с заданной энергией E ? Для данной точки с магнитным полем B рассчитывается по модели магнитосферного поля инвариант I_2 отражающихся в ней частиц, затем – по формуле (6.1) – параметр L . Все остальные частицы, проходящие через данную точку, имеют то же значение L , поскольку расщепления оболочек нет, они вырождены. Полный, всенаправленный поток частиц, наблюдаемый в данной точке, представляет собой поток всех частиц, проходящих через данную точку и отражающихся в точках с магнитным полем, превышающим данное значение B , т.е. он представляет собой

интеграл от дифференциального потока, взятый по всем B_m , превышающим B . Измерение всенаправленного потока в данной точке дает, таким образом, его значение как функцию (L, B) . Получая такие измерения для ряда точек на траектории ИСЗ, путем интерполяции можно построить карту пояса в координатах (L, B) для всенаправленных потоков. По такой карте можно найти и значения направленных потоков и питч-угловые распределения, поскольку при данном L изменение всенаправленного потока с изменением B (высотный ход) определяется именно питч-угловым распределением.

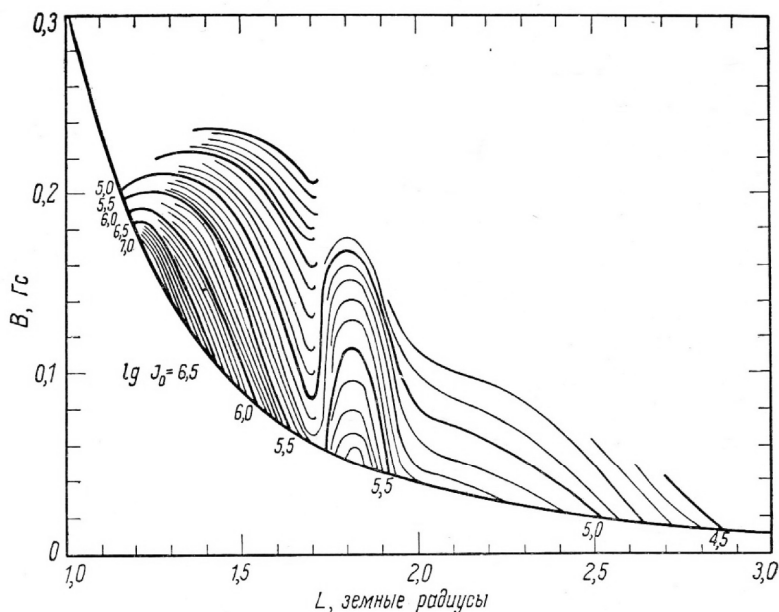


Рис. 6.4. Профиль радиационного пояса в координатах (L, B)

7. РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА. ДИНАМИКА

Постоянное существование радиационных поясов, характеризующихся определенным пространственным распределением, энергетическими спектрами иpitch-угловыми распределениями, требует, конечно, теоретического объяснения. Вопросы, возникающие здесь, таковы: (1) как попадают частицы на захваченные дрейфовые орбиты, т.е. каков механизм инжекции; (2) каковы движения внутри пояса, как они участвуют в формировании характеристик пояса; (3) каковы механизмы сброса частиц из пояса. Все эти вопросы подверглись тщательному экспериментальному и теоретическому изучению за десятилетия, прошедшие со времени открытия радиационных поясов. Здесь мы изложим лишь основные представления, которые сформировались уже достаточно давно, и они явились базовыми для построения более совершенных моделей.

7.1. Радиальный диффузионный перенос частиц в радиационных поясах

Для объяснения инжекции частиц и переноса их между дрейфовыми оболочками необходимо учесть, кроме основного статического геомагнитного поля, переменные во времени поля возмущений, как магнитные, так и электрические. Среди многочисленных таких возмущений важную роль играют так называемые внезапные импульсы магнитного поля. Это поле внешних источников, оно создается в результате изменений конфигурации магнитосферной полости, происходящих под действием вариаций в потоке солнечного ветра. В магнитосфере, под магнитопаузой, где, как мы считаем, токи отсутствуют, магнитное поле может быть представлено как градиент скалярного потенциала. Этот потенциал поля, создаваемого внешними источниками, сосредоточенными на магнитопаузе и в геомагнитном хвосте, во внутренней части магнитосферы может быть представлен в виде ряда по степеням геоцентрического расстояния r :

$$u = -h_0(t)r \cos \theta + \frac{h_1(t)}{2}r^2 (\sin 2\theta \cos \varphi + \dots) + \dots$$

Первый член здесь соответствует однородному полю, последующие – полям мультиполей. Во внутренней магнитосфере ряд быстро сходится, малым параметром служит отношение r/r_s , r_s – расстояние до подсолнечной точки. Поэтому достаточно учесть только выписанные два члена.

На самом деле, для расчета перемещения частиц под действием поля возмущений, можно учесть только член $(h_1/2)r^2 \sin 2\theta \cos \varphi$, так как ни однородное поле, ни остальные (не выписанные здесь) квадрупольные члены не приводят к переносу. Они либо соответствуют аксиально-симметричному возмущению, либо

вызывают электрические поля индукции $(\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t})$, долготные

компоненты которых антисимметричны относительно плоскости экватора. В первом случае, как мы сейчас увидим, перемещения частиц должны быть обратимыми в силу закона сохранения обобщенного момента импульса

$$\mathbf{M} = \left[\mathbf{r} \times \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \right],$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор частицы, \mathbf{p} – ее импульс, \mathbf{A} – векторный потенциал поля. При аксиальной симметрии $(\partial A / \partial \varphi = 0)$ сохраняется проекция \mathbf{M} на ось симметрии. В условиях применимости дрейфового

приближения $\frac{e}{c} A \gg p$, поскольку

$$A \sim Br, \quad \frac{cp}{eA} \sim \frac{cp}{eBr} = \frac{r_H}{r} \ll 1,$$

где r – масштаб неоднородности поля, r_H – ларморовский радиус. Отсюда следует, что, с точностью до малых осцилляции при ларморовском вращении, сохраняется величина

$$M_z = r \sin \theta A_\varphi,$$

где r, φ, θ – сферические координаты с полярной осью, направленной вдоль оси симметрии магнитного поля. Но интегрирование уравнения силовой линии $[\mathbf{dr} \times \mathbf{B}] = 0$, где $\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}$, при аксиальной симметрии поля дает $r \sin \theta A_\varphi = \text{const}$. Таким образом, из сохранения M_z следует, что частица постоянно находится на силовой линии, образующей оболочку с заданным магнитным потоком, а по окончании возмущения эта оболочка возвращается в первоначальное положение, так что смещения частицы действительно обратимы.

Во втором случае дрейфовые смещения частиц в радиальном направлении в противоположных полушариях взаимно компенсируются.

Таким образом, достаточно исследовать дрейфовые смещения в магнитном поле возмущения вида

$$h = -\frac{h_1(t)}{2} \nabla (r^2 \sin 2\theta \cos \varphi). \quad (7.1)$$

Для внезапных импульсов $h_1(t)$ ведет себя во времени следующим образом: сначала происходит быстрое увеличение или уменьшение поля за время, малое по сравнению с дрейфовыми периодами захваченных в поясах частиц, составляющими минуты и десятки минут; при этом третий адиабатический инвариант нарушается, так что частица переходит на другую оболочку, причем на дневной и ночной стороне эффект имеет противоположные знаки. Затем, после скачка, возмущение поля меняется медленно в сравнении с периодом долгого дрейфа, значения параметра оболочки L «замораживаются» и частицы расходятся по новым дрейфовым орбитам. Если первоначально существовала бесконечно тонкая оболочка, то теперь частицы оказываются уже в слое конечной толщины.

Расчет этих смещений частиц в зависимости от величины возмущения поля весьма громоздок. Получить же оценки для их зависимости от L нетрудно. Амплитуда смещения пропорциональна скорости электрического дрейфа, т.е. $\delta L \sim E/B$. Основное поле

$$B \sim L^3. \text{ Электрическое поле } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \text{ и поэтому для выбранного}$$

нами возмущения (7.1) $E \sim L^2$. Таким образом получаем $\delta L \sim L^5$. Случайная последовательность внезапных импульсов должна приводить к случайной же последовательности смещений δL , которые в совокупности порождают диффузионное расплывание заданной тонкой оболочки. При этом средний квадрат смещения $(\delta L)^2 \sim L^{10}$. Этот процесс, если перейти к функции распределения частиц, должен описываться уравнением Фоккера–Планка. Если иметь в виду функцию распределения приэкваториальных частиц $\Theta = \Theta(\mu, L, t)$, определяющую число частиц на данной L -оболочке с заданным значением первого инварианта μ , отнесенное к единичным интервалам по L и μ , то это уравнение должно иметь вид:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial L} + \left\{ \begin{array}{l} \text{члены, характеризующие} \\ \text{другие процессы,} \end{array} \right\}$$

где F – величина потока частиц, которая дается формулой

$$F = -D_0 L^{10} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial L} + \frac{2}{L} \Theta \right).$$

Здесь второй член соответствует направленному потоку по L , обусловленному отличием от нуля среднего смещения $\overline{\delta L}$, первый член отвечает диффузионному потоку и определяется величиной $(\overline{\delta L})^2$. Расчет показывает, что $\overline{\delta L} = 4(\overline{\delta L})^2 / L$, это и приводит к выписанному выражению для потока F . Такая связь между $\overline{\delta L}$ и $(\overline{\delta L})^2$ обусловлена тем, что в данной задаче в действительности имеется лишь один механизм, перемещающий частицы по L – стохастический механизм рассеяния; какой-либо дополнительный независимый механизм, который действовал бы на частицы, обеспечивая регулярное смещение (вглубь или наружу), отсутствует. Можно перейти к другим переменным и построить функцию распределения по ним таким образом, что уравнение будет уже иметь вид диффузионного, а не фоккер-планковского. Отличие исходного уравнения от диффузионного, наличие в потоке F члена, пропорционального Θ , является геометрическим эффектом и определяется использованием в качестве независимой переменной именно безразмерной координаты L .

Коэффициент диффузии $D_0 L^{10}$ пропорционален оцененному нами выше среднему квадрату смещения $(\overline{\delta L})^2$. Если ввести $\Delta\eta = \Delta h_1 / B_e$ (B_e – поле на экваторе, Δh_1 – амплитуда возмущения во внезапном импульсе) и время T между двумя последовательными импульсами, то, как показывает последовательный расчет,

$$D_0 = \frac{25}{196} \left\langle \frac{1}{T} (\Delta\eta)^2 \right\rangle,$$

где $\langle \dots \rangle$ означает статистическое усреднение.

Как видим, коэффициент диффузии не зависит от энергии и от сорта частиц. Мы здесь считаем, что обе фазы внезапного импульса все же настолько медленны, что ни первый инвариант μ , ни второй, I_2 , не нарушаются. Из сохранения μ видно, что перенос частиц происходит с изменением их энергии, электрическое поле возмущения совершает работу. При переносе частицы внутрь, к Земле, энергия ее поперечного движения возрастает. Это – бетатронное ускорение. Кроме того, при этом уменьшается длина траектории между зеркальными точками. Из сохранения $I_2 = \frac{1}{2p} \int p_{\parallel} ds$ следует, что

должен возрастать и экваториальный продольный импульс $p_{||0}$. Это – ускорение Ферми.

Анализ фоккер-планковского уравнения переноса позволяет получить ряд его основных решений. Сначала рассмотрим такой интервал значений координаты L , где можно пренебречь процессами инжекции и утечки частиц, а также процессами, нарушающими инвариант μ . В такой области

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = D_0 \frac{\partial}{\partial L} L^{10} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial L} + \frac{2}{L} \Theta \right).$$

В стационарном случае ($\partial \Theta / \partial t = 0$) имеем:

$$\Theta = A(\mu) L^{-2} + B(\mu) L^{-9},$$

где A и B – произвольные функции инварианта μ . Если $B = 0$, то мы имеем стационарное решение с нулевым полным потоком F . Такое решение соответствует состоянию, в котором рассматриваемая область $L_1 < L < L_2$, где можно пренебречь источниками и потерями, в среднем не обменивается частицами с внутренней, $L < L_1$, и внешней, $L > L_2$ областями. Если же при $L < L_1$ и (или) $L > L_2$ имеются источники и /или стоки частиц, то отличен от нуля коэффициент B при втором члене.

Вернемся к нестационарной задаче. Вопрос о том, как будет распространяться от внешней границы внезапное возмущение функции распределения Θ , может быть проанализирован для внутренней области, *сильно удаленной от границы*, если найти автомодельное решение, которое должно в этом случае существовать, поскольку задача в этом приближении не содержит констант с размерностью длины. Автомодельное решение должно зависеть от одной переменной $\xi = \xi(L, t)$. Можно положить $\xi = D_0 t f(L)$ и искать $f(L)$ и $\Theta(\mu, L, t)$ из соображений автомодельности. Для любой функции $F(\xi)$ имеем:

$$\frac{\partial F(\xi)}{\partial t} = \frac{dF}{d\xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} = D_0 f(L) \frac{dF}{d\xi};$$

$$\frac{\partial F}{\partial L} = \frac{dF}{d\xi} \frac{\partial \xi}{\partial L} = D_0 t \frac{df}{dL} \frac{dF}{d\xi};$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial L^2} = \frac{\partial}{\partial L} \left(D_0 t \frac{df}{dL} \frac{dF}{d\xi} \right) = D_0^2 t^2 \left(\frac{df}{dL} \right)^2 \frac{d^2 F}{d\xi^2} + D_0 t \frac{d^2 f}{dL^2} \frac{dF}{d\xi}.$$

Решение следует искать в виде

$$\Theta = \theta(\mu) L^2 F(\xi),$$

причем $F(\xi) \rightarrow 1$ при $\xi \rightarrow \infty$ и $F(\xi) \rightarrow 0$ при $\xi \rightarrow 0$. Эти дополнительные условия отвечают тем физическим соображениям, что при, любом конечном t , на достаточно удаленных оболочках успевает установиться стационарное состояние, соответствующее новым граничным условиям, в то время как до малых L возмущение еще не успевает дойти. После подстановки в исходное уравнение переноса имеем:

$$\frac{dF}{d\xi} = \frac{D_0 t^2 \left(\frac{df}{dL} \right)^2 L^{10}}{f(L)} \frac{d^2 F}{d\xi^2} + \frac{D_0 t \left(L^{10} \frac{d^2 f}{dL^2} + 8L^9 \frac{df}{dL} \right)}{f(L)} \frac{dF}{d\xi}.$$

Подставляя $t = \frac{\xi}{D_0} f(L)$ и учитывая, что коэффициенты должны

зависеть от ξ , но не от L , получаем два уравнения для $f(L)$:

$$\left(\frac{df}{dL} \right)^2 L^{10} = \alpha f^3(L); \quad L^{10} \frac{d^2 f}{dL^2} + 8L^9 \frac{df}{dL} = \beta f^2(L).$$

Единственное общее решение этих уравнений, не содержащие констант с размерностью длины, имеет вид $f(L) = kL^8$. Так что можно записать

$$\xi = D_0 t L^8,$$

и тогда получим

$$64\xi^2 \frac{d^2 F}{d\xi^2} + (120\xi - 1) \frac{dF}{d\xi} = 0.$$

Это уравнение дает решение для функции распределения, имеющее вид одиночной диффузионной волны, распространяющейся к Земле.

По смыслу автомодельного решения переменная ξ дает фазу распространяющейся волны, например, ее фронт. Возьмем для определенности в качестве положения фронта точку перегиба

$$\frac{d^2 F}{d\xi^2} = 0. \text{ Тогда мы видим, что фронт, распространяясь, сильно}$$

замедляется: время его распространения до данной L -оболочки есть

$$t_0 = (120 D_0 L^8)^{-1}.$$

Возмущения вида диффузионной волны реально наблюдаются в поясах; движение их позволяет оценить коэффициент диффузии D_0 . Такая оценка оказывается близкой к той, которая получается из анализа магнитных данных по внезапным импульсам, $D_0 = (5-10) \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$. Это служит одним из подтверждений правильности диффузионной теории, основанной на учете возмущений от внезапных импульсов.

7.2. Механизмы потерь частиц из радиационных поясов

Фактический стационарный профиль радиационного пояса, помимо процесса переноса, определяется наличием распределенных по L источников и потерь. В качестве такого источника рассматривают распад нейтронов альbedo, возникающих при бомбардировке атмосферы космическими лучами. Этот механизм ответственен только за самую высокоэнергичную и малочисленную компоненту протонного пояса (десятки и сотни МэВ). Остальные протоны и электроны инжектируются на внешней границе пояса, и их источники внутри пояса можно не учитывать. Тогда профиль пояса должен определяться конкуренцией переноса, направленного внутрь, и процессов потерь частиц. Для протонов важную роль играют ионизационные потери. Характерное время торможения протона за счет кулоновских соударений (происходящих в основном с электронами) пропорционально кубу импульса:

$$\tau_p = \frac{1}{3} \tau_c P^3, \quad P = \frac{v}{c}, \quad \tau_c = \frac{m M c^3}{4 \pi e^4 N \ln \Lambda};$$

где e, m – заряд и масса электрона, M – масса протона, N – концентрация холодных электронов в магнитосфере (она сильно превышает концентрации энергичных частиц пояса, хотя и мала: $N \sim 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$); $\ln \Lambda$ – логарифм дебаевской экранировки, $\ln \Lambda \sim 20$.

При переносе к Земле протона с заданным $\mu \sim p^2 L^3$ время жизни, при постоянной концентрации N , должно расти с уменьшением L как $\sim L^{-9/2}$. С другой стороны, чтобы оценить характерное время переноса, можно вспомнить полученную выше оценку времени прихода частиц в диффузионной волне на данную L -оболочку, $\tau_D \sim L^{-8}$, так что это время растёт с уменьшением L значительно быстрее. Следовательно, там, где $\tau_p > \tau_D$, интенсивность в поясе должна нарастать с уменьшением L , там где $\tau_p \sim \tau_D$, этот рост прекращается, и при еще меньших L , где $\tau_p < \tau_D$, потери доминируют и интенсивность падает с уменьшением L . Таким образом, максимум пояса должен располагаться в области, где $\tau_p \approx \tau_D$.

Более точная оценка τ_D , как мы видели, есть $\tau_D(L) = (120 D_0 L^8)^{-1}$, так что имеем:

$$\frac{1}{120 D_0 L_m^8} = \frac{1}{3} \tau_c P^3; \quad L_m = \left(\frac{1}{40 D_0 \tau_c P^3} \right)^{1/8}.$$

Эта оценка положения максимума протонного пояса в зависимости от импульса P (или энергии) частицы, а также сами профили протонного пояса, полученные из диффузионной теории, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными – для протонов с энергиями выше примерно 100 кэВ.

Что касается захваченных протонов меньших энергий, а также электронной компоненты поясов, то для них оказываются существенными другие, значительно более сложные механизмы потерь. Их действие основано на резонансном рассеянии захваченных частиц на собственных колебаниях магнитосферной плазмы.

В плазме с магнитным полем, в зависимости от продольной скорости частицы v_{\parallel} и продольной компоненты фазовой скорости волны может осуществляться один из циклотронных резонансов

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} \pm n\Omega = 0, \quad \Omega = \frac{eB}{mc} \quad (n = 1, 2, \dots)$$

либо черенковский резонанс

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0.$$

При резонансном рассеянии частицы нарушаются ее инварианты μ, I_2 , она изменяет свой питч-угол, и при повторных рассеяниях в конечном счете она теряется в плотную атмосферу.

Сложность рассмотрения этих процессов определяется тем, что рассеивающие волны, как правило, происходят не от какого-либо внешнего источника, а генерируются самими энергичными частицами пояса. Это происходит тогда, когда функция распределения этих частиц неустойчива относительно возбуждения таких волновых возмущений. Таким образом, задача взаимодействия волн и частиц должна решаться самосогласованно. Выбирая из большого разнообразия возможных в магнитосфере неустойчивостей, мы здесь остановимся коротко только на электромагнитных циклотронных неустойчивостях, возможных в радиационных поясах.

Магнитосферная плазма неоднородна. Во внутренней ее области, простирающейся на $4-6 R_E$, имеется так называемая *плазмосфера*. Это непрерывное продолжение на большие высоты земной ионосферы – слоя верхней атмосферы, в котором газ в значительной степени ионизован. В пределах плазмосферы эта ионизованная компонента имеет температуры, не сильно отличающиеся от атмосферных ($T \sim 10^3 - 10^4$ К), а ее концентрация составляет $n \sim 10^3 - 10^2 \text{ см}^{-3}$. Кроме того, там имеется и горячая компонента, но ее плотность n' намного меньше. За пределами плазмосферы, хотя концентрация холодной плазмы падает на порядки величины при пересечении *плазмоспаузы*, вклад холодной компоненты в полную концентрацию плазмы остается еще определяющим. Ситуация полностью изменяется только в плазменном слое геомагнитного хвоста, где преобладает горячая плазма, причем ее давление относительно велико: $\beta = 8\pi n' T' / B^2 \geq 1$.

Мы рассмотрим неустойчивости, обусловленные локальным отличием функций распределения от максвелловской (анизотропия температур, наличие конуса потерь). Поскольку при $n' \rightarrow 0$ неустойчивости не возникают (холодная плазма), то, очевидно, при $n'/n \ll 1$ существует широкая область изменения параметров, где законы дисперсии колебаний $\omega = \omega(\mathbf{k})$ почти совпадают со спектрами холодной плазмы; малое отличие может возникать лишь в появлении мнимой части частоты, $\text{Im } \omega \neq 0$, и тогда мы получаем затухание либо неустойчивость.

Холодная магнитосферная плазма содержит неоднородности, вытянутые вдоль силовых линий. Эти неоднородности образуют волноводы – «дакты» для распространения электромагнитных возмущений. Волны, бегущие по этим волноводам, т.е. вдоль силовых линий, могут быть двух типов: (1) альвеновские волны круговой поляризации, в которых вектор \mathbf{E} , поперечный к вектору магнитного поля \mathbf{B} и к волновому вектору \mathbf{k} , вращается в том же направлении,

что и протоны, и (2) быстрые магнитозвуковые волны круговой поляризации, в которых вектор \mathbf{E} вращается, как электроны. Спектры этих волн соответственно имеют вид:

$$\begin{aligned} 1) \omega &= kV_A \quad (\omega \ll \Omega_i); \\ 2) \omega &= \Omega_e \frac{c^2 k^2}{\omega_0^2} \quad (\Omega_e \gg \omega \gg \Omega_i); \\ \omega &= kV_A \quad (\omega \ll \Omega_i). \end{aligned} \quad (7.2)$$

Здесь $V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi m_i n}}$ – альвеновская скорость, $\omega_0 = \left(\frac{4\pi n e^2}{m_e} \right)^{1/2}$ –

плазменная частота, $\Omega_{e,i} = \frac{eB}{m_{e,i} c}$ – гирочастоты электронов и ионов

соответственно. Такие волны, бегущие вдоль силовой линии между сопряженными точками в северном и южном полушариях, образуют, в отсутствие затухания или раскачки в магнитосфере и при идеальном отражении от ионосферы, незатухающую стоячую волну. При учете ионосферного поглощения волна становится затухающей. Число длин волн на длине силовой линии велико, поэтому используется приближение геометрической оптики в криволинейной геометрии дипольного поля.

Введем локальную систему координат так, что ось z направлена вдоль \mathbf{B} , так что поперечный вектор \mathbf{E} круговой поляризации имеет две компоненты, $E_x = \frac{\Psi}{\sqrt{h_x h_y}}$; $E_y = i \frac{\Psi}{\sqrt{h_x h_y}}$, где

h_x, h_y – параметры Ламэ в криволинейной системе координат, определяемой геомагнитным полем \mathbf{B} . Уравнения Максвелла для поперечных волн, параметры которых зависят только от z (и от t – как $e^{i\omega t}$), сводятся к

$$\text{rot rot} \mathbf{E} = \frac{4\pi i \omega}{c^2} (\mathbf{j}_0 + \mathbf{j}), \quad (7.3)$$

где \mathbf{j}_0 – плотность холодных, а \mathbf{j} – быстрых частиц (плазменные волны – относительно медленные, так что током смещения можно пренебречь). Векторы плотности тока \mathbf{j}_0 и \mathbf{j} должны быть выражены через поле \mathbf{E} посредством соответствующих тензоров проводимости. Подставляя в уравнение (7.3), мы придем к однородному линейному

уравнению второго порядка для амплитуды поля Ψ . Однородное уравнение имеет ненулевые решения только при определенном условии, оно представляет собой дисперсионное уравнение, $\omega = \omega(k)$, которое и определяет моды, описываемые формулами (7.2).

Соответственно определяется показатель преломления – обратное отношение фазовой скорости к скорости света, $N = c / v_{ph} = ck / \omega(k)$.

Вклад второго слагаемого в правой части (7.3) мал, поскольку концентрация горячей плазмы мала, и поэтому можно решать задачу по теории возмущений. Уравнение нулевого приближения принимает вид

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + k_0^2 q^2(z) \Psi = 0, \quad (7.4)$$

где $k_0(\omega)$ – волновое число, соответствующее частоте ω в экваториальной плоскости, а $q(z)$ описывает изменение с z показателя преломления, определяемого лишь холодной компонентой.

Решение уравнения (7.4) имеет вид суммы двух волн, бегущих навстречу друг другу:

$$\Psi_0 = \frac{1}{\sqrt{q}} \left[A \exp \left(ik_0 \int_0^z q(\zeta) d\zeta \right) + B \exp \left(-ik_0 \int_0^z q(\zeta) d\zeta \right) \right].$$

Выписывая это выражение на двух ионосферных границах, можно выразить коэффициенты A и B друг через друга с помощью изменения фазы в ионосфере $\Phi(\omega)$ и коэффициента отражения от ионосферы $R(\omega)$. Таким образом получаем

$$\begin{aligned} A \exp \left(ik_0 \int_0^l q(\zeta) d\zeta \right) &= \sqrt{R} e^{i\Phi} B \exp \left(-ik_0 \int_0^l q(\zeta) d\zeta \right), \\ B \exp \left(ik_0 \int_0^l q(\zeta) d\zeta \right) &= \sqrt{R} e^{i\Phi} A \exp \left(-ik_0 \int_0^l q(\zeta) d\zeta \right) \end{aligned}$$

Отсюда получается «правило квантования»:

$$k_{0n} = \left(\frac{n\pi + \Phi(\omega)}{2} - \frac{i}{4} \ln R(\omega) \right) \left(\int_0^l q(\zeta) d\zeta \right)^{-1},$$

а следовательно, и декремент затухания, и собственные функции.

Учет горячей компоненты плазмы (частиц радиационного пояса) в этом приближении выражается в добавлении в уравнение поля (7.4) вклада индуцированного тока быстрых частиц:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + k_0^2 q^2(z) \Psi - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \hat{\sigma} \Psi = 0, \quad (7.5)$$

где $\hat{\sigma}$ – вклад в проводимость от этих частиц. Расчет локального значения проводимости можно произвести по общим формулам кинетической теории для магнитоактивной плазмы. После того, как проводимость найдена, спектр решений (собственные значения) (7.5) отыскивают по методу теории возмущений, зная невозмущенные собственные функции – решения уравнения (7.4). Возникающая при этом мнимая часть частоты обусловлена обходом полюсов

$\left(ckP_z - \omega\sqrt{P^2 + 1} \pm \Omega\right)^{-1}$, которые в релятивистском случае соответствуют циклотронным резонансам (P выражено в единицах mc). Получающееся выражение для инкремента

$$\gamma = \frac{2\pi^3 e^2 \omega \frac{\partial \omega}{\partial k}}{mc^3 \Lambda k^2} \int_0^l \int_0^\infty \left[F \pm \frac{\Omega P_\perp^2}{\omega \varepsilon} \left(\frac{\partial F}{\partial P_\perp^2} \right)_\varepsilon \right] dP_\perp^2 \frac{dz}{q^2(z)},$$

(где $\Lambda = \int_0^l q(z) dz$, $\omega = \sqrt{P^2 + 1}$) может быть исследовано при различных формах функции распределения F . При этом получается, что анизотропия в распределении электронов с преобладанием больших питч-углов приводит к раскашке волн типа свистящих атмосфериков, а такая же ионная анизотропия действует на них стабилизирующим образом. Для раскашки альвеновских волн нужна, наоборот, ионная анизотропия такого типа, а электронная анизотропия уменьшает инкремент.

Исследование зависимости инкремента от вида спектра частиц и величины потока позволяет показать, что потоки в протонном поясе обычно устойчивы. Но, как мы увидим ниже, во время геомагнитных возмущений, магнитосферных суббурь и планетарных магнитных бурь, протонные потоки сильно возрастают: протоны инжектируются из источника, находящегося во внешней магнитосфере. Тогда происходит превышение порога устойчивости, что приводит к генерации пульсаций геомагнитного поля, которые и представляют собой альвеновские волны, и к резонансному рассеянию протонов на этих колебаниях, сопровождающемуся их высыпанием в атмосферу. Вследствие этих потерь постепенно потоки спадают до подпорогового уровня, и колебания затухают.

Что касается электронной компоненты, то и здесь в возмущенные периоды происходит инжекция частиц с превышением порогового уровня. Из-за электромагнитной электронной

циклотронной неустойчивости возникают разнообразные магнитосферные волновые эмиссии, в основном в режиме БМЗ с квадратичной дисперсией, $\omega \sim k^2$ (см. выше), которую называют модой свистящих атмосфериков, или геликонами. Резонансное рассеяние волн на электронах радиационного пояса и их высыпание в атмосферу также приводит к постепенному уменьшению потоков до подпорогового уровня – при снижении уровня геомагнитной активности. При этом изменение порога электронной циклотронной неустойчивости с широтой, возникающее из-за соответствующего изменения ионосферного поглощения с частотой резонансных волн, дает одно из объяснений формы электронного пояса: существование его внутренней и внешней частей, разделенных «зазором».

8. ПЛАЗМА В МАГНИТОСФЕРЕ

Теперь нам необходимо принять во внимание, что магнитосферная полость не только является ловушкой для высокоэнергичных частиц, о которых шла речь в разд.6 и 7, но заполнена частицами меньших энергий, которые образуют разреженную плазму. Свойства этой плазмы весьма различны в разных частях магнитосферы. В первом приближении эта плазма может быть описана как сплошная среда, состоящая из частиц разных сортов. Такой подход, позволяющий выработать некоторые важные представления для качественного понимания динамических процессов в магнитосфере, формируется ниже.

8.1. Магнитосферно-ионосферная плазма как сплошная среда

Рассматривая плазму как смесь электронного, ионного газов и газа нейтральных атомов, можно записать исходные уравнения движения для электронов и ионов в виде

$$-\frac{1}{n}\nabla p_e - e\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_e\mathbf{B}]\right) = \frac{m_e}{\tau}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i) + \frac{m_e}{\tau_e}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_a) + m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt}; \quad (8.1)$$

$$-\frac{1}{n}\nabla p_i - e\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_i\mathbf{B}]\right) = \frac{m_e}{\tau}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) + \frac{m_i}{\tau_i}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_a) + m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt}. \quad (8.2)$$

Здесь $\mathbf{v}_e, \mathbf{v}_i, \mathbf{v}_a$ – средние массовые скорости электронов, ионов и атомов. Слева стоят силы, действующие на (пробную) частицу со стороны других частиц этой же компоненты (в виде градиента парциального давления), и электромагнитные силы. На частицу электронного или ионного газа действует сила $\mp e\mathbf{E}'$, где \mathbf{E}' – напряженность электрического поля, измеряемая в той системе отсчета, где этот газ покоится. В «лабораторной» системе, где газ движется со скоростью \mathbf{v} , вектор электрического поля преобразуется

так, что $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}\mathbf{B}]$. Это и учтено в уравнениях (8.1)-(8.2). Справа

в этих уравнениях – силы инерции и силы торможения частицы за счет столкновений с частицами других компонент. Сила торможения, действующая на пробную частицу, равна $m\mathbf{v}/T$, где T – характерное время потери направленного импульса (поворот на $\sim 90^\circ$). Если среднее время пробега между столкновениями (с поворотом на $\sim 90^\circ$) для электронов и ионов с атомами и электронов и ионов друг с другом соответственно равны τ_e, τ_i, τ , то время T потери импульса электронов на ионах и атомах равно соответственно τ и τ_e , а ионов на

электронах и атомах – $m_i \tau / m_e$ и $\tau_{ia} = (m_i + m_e) \tau_i / m_a$, что и записано в правой части уравнений (8.1) и (8.2), где учтены также силы инерции. Уравнения движения записаны в форме, предполагающей, что давление электронной и ионной компонент изотропны. Это значит, что либо столкновения частиц происходят достаточно часто, либо рассматриваются процессы в бесстолкновительной плазме, не изменяющие начальное изотропное распределение частиц.

Полностью ионизованная плазма. При отсутствии нейтральных атомов с помощью этих уравнений, а также уравнений Максвелла (без тока смещения), получается обычная система уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики с изотропным давлением:

$$\frac{\mathbf{j}}{\sigma} = \mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{vB}] + \frac{1}{en} \left(\nabla p_e - \frac{1}{c}[\mathbf{jB}] \right) - \frac{m_i}{e} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} + \frac{m_e}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt}; \quad (8.3)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c}[\mathbf{jB}]; \quad (8.4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} \mathbf{Q} + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B};$$

$$\mathbf{Q} = [\mathbf{vB}] + \frac{c}{en} \left(\nabla p_e - \frac{1}{c}[\mathbf{jB}] \right) + \frac{cm_e}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt}; \quad (8.5)$$

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \mathbf{B}; \text{div} \mathbf{B} = 0,$$

где

$$p = p_e + p_i, \quad \rho = n(m_e + m_i), \quad \mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e),$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_i + (m_e / m_i) \mathbf{v}_e, \quad \sigma = e^2 n m_e / \tau$$

Закон Ома (8.3) может быть также записан в форме:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}'_{\parallel} + \sigma_1 \mathbf{E}'_{\perp} + \sigma_2 [\mathbf{B} \mathbf{E}'] / B,$$

где $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{vB}] + \frac{1}{en} \nabla p_e - \frac{m_i}{e} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} + \frac{m_e}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt}$ – эффективное электрическое поле. Оно имеет две составляющие: \mathbf{E}'_{\parallel} , параллельную магнитному полю \mathbf{B} , и \mathbf{E}'_{\perp} , перпендикулярную ему. Введенные коэффициенты

$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m_e}, \quad \sigma_1 = \frac{\sigma}{1 + \omega_e^2 \tau^2}, \quad \sigma_2 = \sigma_1 \omega_e \tau \left(\omega_e = \frac{eB}{m_e c} \right) -$$

это коэффициенты электропроводности: σ – вдоль поля, σ_1 – пердсеновский, σ_2 – холловский.

В «бестоковой» магнитной гидродинамике (это одножидкостная модель, в которой пренебрегается членами инерции, электрическим током, $|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e| \ll v$, градиентом электронного давления в законе Ома (8.3) и в уравнении индукции (8.5)) может быть сформулировано понятие о движении силовых линий магнитного поля для случая идеально проводящей жидкости ($\sigma = \infty$). Это приближение использовалось нами уже при изучении движений в плазме солнечного ветра, разд. 2. Как видно из тождества

$$\frac{d}{dt} \iint_{\Sigma} \mathbf{B} d\sigma \equiv \iint \operatorname{div} \mathbf{B} (\mathbf{u} d\sigma) + \iint \left\{ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \operatorname{rot} [\mathbf{u} \mathbf{B}] \right\} d\sigma, \quad (8.6)$$

полная производная от потока магнитной индукции через замкнутую поверхность Σ обращается в нуль, если скорость поверхности совпадает с массовой скоростью \mathbf{v} для одножидкостной модели, в которой уравнение индукции (8.5) принимает вид $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\mathbf{v} \mathbf{B}]$.

Поэтому можно говорить о вмороженности силовых линий в плазму, т.е. о совместном движении этих объектов в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Так как закон Ома (8.3) в рассматриваемом случае сводится к равенству $\mathbf{E} + [\mathbf{u} \mathbf{B}]/c = 0$, то в локальной системе координат, движущейся со скоростью среды \mathbf{v} , отсутствует электрическое поле.

Для двухжидкостной модели уравнение индукции (8.5) (без члена инерции и диссипации) не обращает магнитный поток в нуль, и следовательно массовая скорость \mathbf{v} не совпадает со скоростью движения силовых линий. Более того, понятие «движения силовых линий», если его вводить на основании тождества (8.6), становится неопределенным. Выражение для \mathbf{Q} в (8.5) может быть записано в форме, симметричной относительно электронов и положительно заряженных ионов:

$$\mathbf{Q} = [\mathbf{v}_e \mathbf{B}] + \frac{c}{en} \nabla p_e + \frac{cm_e}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} \equiv [\mathbf{v}_i \mathbf{B}] - \frac{c}{en} \nabla p_i - \frac{cm_i}{e} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt}.$$

При $\sigma \rightarrow \infty$ и без членов инерции полная производная от магнитного потока (8.6) обращается в нуль как при $\mathbf{u} = \mathbf{v}_e$, так и при $\mathbf{u} = \mathbf{v}_i$ ($\operatorname{rot}(c\nabla p/en) = 0$), т.е. силовые линии магнитного поля могут считаться на основании (8.6) привязанными как к электронам, так и к ионам. В действительности этот факт просто означает, что в процессе движения каждой компоненты порознь сохраняется магнитный поток через поверхность, охватывающую выделенный объем частиц одного сорта.

Трехкомпонентная плазма. Рассмотрим случай, когда преобладают столкновения электронов и ионов с нейтралами ($\tau_e \ll \tau$; $m_e \tau_i \ll m_i \tau$). Из (8.1), (8.2) имеем

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{u}_0 - \mathbf{k}_e + \frac{1}{\Omega_e \tau_e} \frac{[\mathbf{v}_e \mathbf{B}]}{B} - \frac{1}{\Omega_e B} \left[\mathbf{B} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} \right]; \quad (8.7)$$

$$\mathbf{v}_i = \mathbf{u}_0 - \mathbf{k}_i + \frac{1}{\Omega_i \tau} \frac{[\mathbf{v}_i \mathbf{B}]}{B} - \frac{1}{\Omega_i B} \left[\mathbf{B} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} \right], \quad (8.8)$$

где

$$\mathbf{k}_e = \frac{c}{enB^2} [\mathbf{B} \times \nabla p_e]; \quad \mathbf{k}_i = \frac{c}{enB^2} [\mathbf{B} \times \nabla p_i].$$

Вычитая (8.7) из (8.8) и пренебрегая градиентным и поляризационным дрейфом, будем иметь:

$$\frac{c}{B} \mathbf{j} = -G_1 \frac{[\mathbf{u}_0 \mathbf{B}]}{B} - G_2 \mathbf{u}_0, \quad (8.9)$$

или

$$\frac{B}{c} \mathbf{u}_0 = -\frac{G_2}{G_1^2 + G_2^2} \mathbf{j} + \frac{G_1}{G_1^2 + G_2^2} \frac{[\mathbf{j} \mathbf{B}]}{B},$$

где

$$j = j_e + j_i, \quad G_1 = \sigma_{1e} + \sigma_{1i}, \quad G_2 = \sigma_{2e} - \sigma_{2i}.$$

Электронные проводимости равны

$$\sigma_e = \frac{e^2 n}{m_e} \tau_e, \quad \sigma_{1e} = \frac{\sigma_e}{1 + \Omega_e^2 \tau_e^2}, \quad \sigma_{2e} = \sigma_{1e} \Omega_e \tau_e, \quad (8.10)$$

а ионные проводимости $\sigma_i, \sigma_{1i}, \sigma_{2i}$ получаются из (8.10) заменой значков “e” на “i”.

Рассмотрим частный случай, пригодный для ионосферы Земли. В ионосфере длины пробегов электронов l_e и ионов l_i одного порядка.

Поэтому при сравнимых значениях температур $T_e \sim T_i$ имеем

$$\frac{\tau_e}{\tau_i} \sim \left(\frac{m_e T_i}{m_i T_e} \right)^{1/2} \ll 1, \quad \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \sim \frac{\Omega_i \tau_i}{\Omega_e \tau_e} \sim \left(\frac{m_e T_e}{m_i T_i} \right)^{1/2} \ll 1.$$

В динамо-области (90 км – 120 км) кроме того,

$$\Omega_i \tau_i < 1 < \Omega_e \tau_e,$$

т.е. преобладает электронная холловская проводимость:

$$G_2 \simeq \sigma_{2e} \gg G_1.$$

Аналогично (8.15) можно (8.13) и (8.14) разрешить относительно скорости каждой компоненты в отдельности:

$$\begin{aligned}
\mathbf{V}_e &= \frac{\Omega_e \tau_e}{1 + \Omega_e^2 \tau_e^2} \frac{[\mathbf{u}_0 \mathbf{B}]}{B} + \frac{\Omega_e^2 \tau_e^2}{1 + \Omega_e^2 \tau_e^2} \mathbf{u}_0; \\
\mathbf{V}_i &= \frac{\Omega_i \tau_i}{1 + \Omega_i^2 \tau_i^2} \frac{[\mathbf{u}_0 \mathbf{B}]}{B} + \frac{\Omega_i^2 \tau_i^2}{1 + \Omega_i^2 \tau_i^2} \mathbf{u}_0.
\end{aligned}
\tag{8.11}$$

Отсюда видно, что в нулевом приближении по параметрам $(\Omega_e \tau_e)^{-1}, \Omega_i \tau_i$ в динамо-области силовые линии магнитного поля следуют (как уже давно известно) за электронами (второй член в правой части (8.11) – холловский дрейф электронов), а ионы неподвижны. В первом приближении появляется педерсеновская составляющая скорости ионов в направлении электрического поля \mathbf{E}_\perp и электронов – в противоположном направлении. Холловская составляющая электрического дрейфа ионов в направлении \mathbf{u}_0 появляется лишь во втором порядке по $\Omega_i \tau_i$. В педерсеновском направлении нейтральный газ увлекается электронами и ионами в разные стороны, в холловском – в одну и ту же сторону \mathbf{u}_0 . Степень увлечения, или скорость передачи импульса \mathbf{p} каждой компонентой, зависит от соотношения величин $m_e/m_i, \Omega_e \tau_e, \Omega_i \tau_i$. Например, отношение $p_{e2}/p_{e1} \sim p_{e2}/\Omega_i \tau_i p_{i1} \sim (m_e \tau_e/m_i \tau_i)^{1/2} / \Omega_i^2 \tau_i^2$ может быть меньше или больше единицы в зависимости от высоты внутри слоя. При интегрировании по всей высоте слоя можно считать, что импульс передается в основном в направлении \mathbf{u}_0 .

Рассмотренные системы уравнений удобны при изучении связи процессов в средах с различными свойствами, пронизанных единым магнитным полем, такими как ионосфера и магнитосфера Земли (а также фотосфера, хромосфера и корона Солнца).

8.2. Плазма в динамике магнитосферы

Рассмотренные выше, в разд. 7, циклотронные электромагнитные неустойчивости имеют важнейшее значение в динамике энергичных захваченных частиц в магнитосфере. Однако сами эти энергичные частицы, образующие радиационные пояса, играют все же не очень значительную, подчиненную роль в динамике магнитосферы в целом. К такому заключению привело развитие всего комплекса экспериментальных и теоретических исследований за последние десятилетия. С энергетической точки зрения намного важнее присутствие частиц, образующих горячую плазму во внешней магнитосфере – электроны и протоны с энергиями порядка десятка

кэВ. Именно эти частицы формируют плазменный слой геомагнитного хвоста; они образуют потоки, высыпаящиеся в атмосферу в высоких широтах и порождающие там полярные сияния и сильно влияющие на распространение радиоволн. Эти частицы ответственны и за образование так называемого кольцевого тока – еще одного внешнего (по отношению к Земле) источника геомагнитного поля, сосредоточенного внутри магнитосферы и резко усиливающегося во время магнитных бурь. Эти же частицы, по современным представлениям, время от времени инжектируются из плазменного слоя во внутреннюю магнитосферу, где часть из них, становясь захваченными, участвуют в радиальной диффузии и ускорении, образуя радиационные пояса.

8.2.1. Горячая плазма в геомагнитном хвосте

Поскольку поток солнечного ветра существует всегда, и обычно он относительно стабилен, то в самом грубом приближении земную магнитосферу можно рассматривать как статическую равновесную магнитоплазменную конфигурацию, как об этом уже шла речь выше. Геомагнитный хвост является частью этой конфигурации, и поскольку его длина намного превышает поперечный размер магнитосферы, то в определенном приближении равновесие в хвосте можно рассматривать независимо. Простейшая модель такой равновесной конфигурации – одномерный, безграничный слой плазмы, разделяющий противоположно направленные магнитные поля. Разреженную плазму в геомагнитном хвосте можно описать бесстолкновительным кинетическим уравнением с самосогласованными полями:

$$\mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vB}] \right) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (8.12)$$

для электронов и ионов, где в стационарном случае мы отбросили член $\partial f / \partial t$. Эти уравнения дополняются уравнениями Максвелла:

$$\nabla \mathbf{E} = 4\pi \sum e \int f d^3 \mathbf{v}; \quad (8.13)$$

$$[\nabla \mathbf{B}] = \frac{4\pi}{c} \sum e \int \mathbf{v} f d^3 \mathbf{v}, \quad (8.14)$$

где суммирование ведется по сортам частиц. Характеристиками уравнения (8.12) служат интегралы движения отдельной частицы:

$$W = \frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) + e\varphi(x), \quad (8.15)$$

$$P_y = mv_y + A_y(x), \quad (8.16)$$

$$P_z = mv_z + A_z(x), \quad (8.17)$$

где явно указано, что потенциал зависит только от одной координаты x . Поскольку мы считаем, что никаких источников магнитного поля, кроме плазменного слоя, нет, то будем считать ток в слое направленным по оси y и магнитное поле тогда всюду направлено по z . Тогда можно положить $A_z = 0$, поскольку $dA_z/dx \sim B_y = 0$. Положим $\varphi(0) = A_y(0) = 0$ и зададим в начале координат смещенно-максвелловские функции распределения (электрический ток):

$$f(\mathbf{v}, 0) = (m/2\pi T)^{3/2} N \exp \left\{ -\frac{m}{2T} \left[v_x^2 + v_z^2 + (v_y - V)^2 \right] \right\},$$

тогда, подставляя v_x, v_y, v_z по (8.15) – (8.17) с $\varphi = A_y = A_z = 0$, имеем:

$$f(\mathbf{v}, 0) = (m/2\pi T)^{3/2} N \exp \left\{ -\frac{m}{2T} \left[\left(\frac{2W}{m} - \frac{P_y}{m^2} \right) + \left(\frac{P_y}{m} - V \right)^2 \right] \right\}.$$

Такой вид функция распределения как функция интегралов движения должна иметь всюду в силу кинетического уравнения (8.12). Подставляя теперь W и P_y согласно (8.15), (8.16), мы получаем f как функцию \mathbf{v}, x всюду. Находя моменты электронной и ионной функций распределения посредством интегрирования и подставляя их в (8.13), (8.14), получаем уравнения для потенциалов:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \varphi}{dx^2} &= -4\pi Ne \left\{ \exp \left[\frac{e}{cT} V_i A_y - \frac{e\varphi}{T} \right] - \exp \left[-\frac{e}{cT} V_e A_y + \frac{e\varphi}{T} \right] \right\}; \\ \frac{d^2 A}{dx^2} &= -\frac{4\pi Ne}{c} \left\{ V_i \exp \left[\frac{e}{cT} V_i A_y - \frac{e\varphi}{T} \right] - V_e \exp \left[\frac{e\varphi}{T} - \frac{e}{cT} V_e A_y \right] \right\}. \end{aligned} \quad (8.18)$$

В системе отсчета, где $V_i = -V_e = V$, можно удовлетворить уравнениям (8.18), выбрав $\varphi = 0$. При этом для векторного потенциала A имеем

$$\frac{d^2 A}{dx^2} = -\frac{8\pi NeV}{c} \exp \left(\frac{eVA}{cT} \right). \quad (8.19)$$

Полагая $A = B = 0$ при $x = 0$, решение (8.19) можно записать в виде

$$A = -\frac{2cT}{eV} \ln \operatorname{ch} \left(2 \frac{eV}{c} \sqrt{\frac{\pi N}{T}} x \right),$$

а поле B_z – в виде

$$B_z = \frac{dA}{dx} = 4\sqrt{\pi NT} \operatorname{th} \left(2 \frac{eV}{c} \sqrt{\frac{\pi N}{T}} x \right).$$

Характерный масштаб слоя, как видим, есть

$$\frac{c}{V} \sqrt{\frac{T}{4\pi N e^2}} = \frac{c}{V} r_D.$$

Сумма магнитного давления и парциальных электронного и ионного давлений, $B^2 / 8\pi + (N_i + N_e)T$, как легко проверить, всюду постоянна.

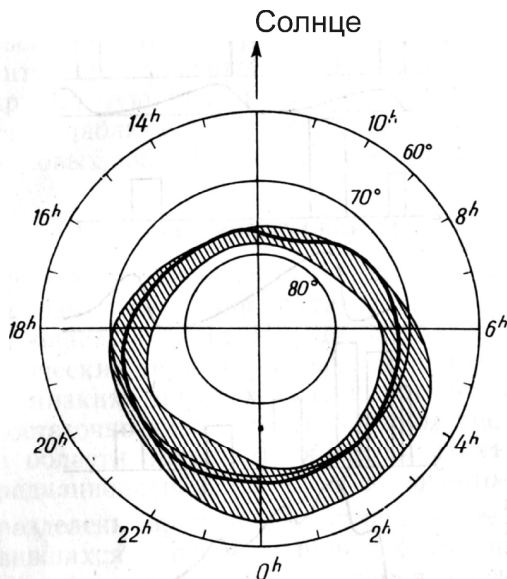


Рис. 8.1. Авральный овал

Реально существующая равновесная конфигурация плазмы в геомагнитном хвосте значительно сложнее; экспериментальные данные показывают, что ближе к Земле на поле токового слоя накладывается дипольное поле, и сам плазменный слой вблизи этой внутренней границы занимает все больший широтный диапазон, достигая ионосферных высот. Частицы плазменного слоя вблизи этой границы попадают в верхнюю атмосферу. Эта область в проекции вдоль силовых линий на земную поверхность образует так называемый авральный овал (рис. 8.1), вдоль которого в основном и наблюдаются полярные сияния. Типичное значение геомагнитной широты аврального овала $\sim 65^\circ$ на ночной стороне и $\sim 75^\circ$ - на дневной.

8.2.2. Конвекция плазмы в магнитосфере

Следующий шаг, который необходимо сделать для более полного понимания поведения плазмы в магнитосфере – это учесть ее движение и связанные с ним электрические поля $\mathbf{E} = -\frac{1}{c}[\mathbf{v}\mathbf{B}]$. Это

движение называют магнитосферной конвекцией. В первом приближении его можно считать стационарным. Механизмы, возбуждающие конвекцию, достаточно сложны. Если бы обтекание магнитосферы было идеальным, то переноса тангенциальной компоненты импульса не происходило бы. Однако течение в переходном слое у магнитопаузы турбулентно. Это обеспечивает эффекты, эквивалентные вязкости в жидкой среде, приводящие к переносу тангенциального импульса. Важную роль при этом играет магнитное поле. Внутри магнитосферы перенос импульса с приграничных слоев происходит посредством электродинамического механизма. Движение в приграничном слое порождает электрическое поле, которое, как эдс в МГД-генераторе, благодаря высокой продольной проводимости плазмы в магнитосфере, «проектируется» в ионосферу и вызывает в ней токи. Возникающая на ионосферной оболочке токовая система частично замыкается и в магнитосфере – токами вдоль силовых линий и затем – поперек поля – токами инерционного дрейфа. В результате магнитная сила Ампера $\frac{1}{c}[\mathbf{j}\mathbf{B}]$

приводит в движение плазму во всей магнитосфере. Возникающая картина стационарной конвекции в экваториальной плоскости показана на рис. 8.2. Плазма течет к Земле из геомагнитного хвоста, а затем, растекаясь по магнитопаузе, образует обратное течение – от Земли в хвост, которое непосредственно и поддерживается внешними силами. Соответствующее такой конвекции электрическое поле и порождаемые им токи постоянно наблюдаются в ионосфере посредством прямых измерений поля на ИСЗ, а токи регистрируются также по их магнитному эффекту, наблюдаемому на магнитограммах наземных обсерваторий.

Источником, поддерживающим крупномасштабные магнитосферные движения, связанную с ними трехмерную токовую систему и диссипацию энергии в ионосфере, является неидеальное обтекание магнитосферы солнечным ветром. Именно такое обтекание обеспечивает перенос вещества, импульса и энергии внутрь магнитосферы. Однако существуют важные особенности структуры токов, в том числе *продольных токов*, и полей, которые обусловлены

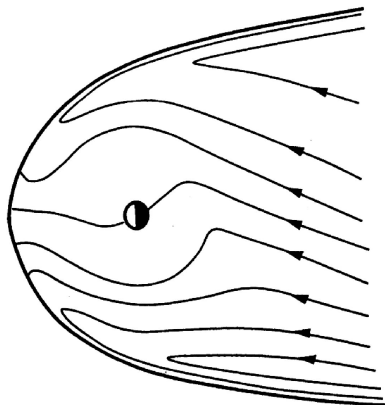


Рис. 8.2. Магнитосферная конвекция

поляризацией горячей магнитосферной плазмы и магнитосферно-ионосферной связью. В обширных областях системы эти эффекты по существу определяют пространственную структуру электрических полей, потоков конвекции, продольных токов и токов на ионосферном уровне.

Сделаем некоторые качественные пояснения. В полностью равновесной конфигурации электрические поля и продольные и ионосферные педерсеновские токи отсутствуют – диссипации нет. Простейшая ситуация: аксиально-симметричное плазменное кольцо в аксиально-симметричной магнитосфере. Однако в реальной магнитосферной квазиравновесной конфигурации имеются отличные от нуля продольные токи и электрические поля; ненулевая диссипация.

Если ввести «удельный объем силовой трубки» $W = \int \frac{ds}{B}$, то теоретический расчет дает для продольного тока

$$j_{\parallel} \sim [\nabla p \cdot \nabla W]. \quad (8.20)$$

В указанной выше аксиально-симметричной конфигурации и градиент давления, и градиент удельного объема трубки направлены радиально, так что продольных токов нет. А в реальной магнитосферной конфигурации такой коллинеарности этих векторов, вообще говоря, нет, и появляются продольные токи. Они замыкаются в ионосфере педерсеновскими токами, и возникает диссипация, которая ведет к релаксации системы, постепенному ее переходу к истинному равновесию, с нулевой диссипацией. При этом, в зависимости от масштабов ловушки и величины педерсеновской проводимости в ионосфере, конфигурация действительно может оставаться

квазиравновесной – с хорошим выполнением магнитостатического равновесия. Для этого темп обусловленной диссипацией релаксации должен быть малым, так чтобы ее характерное время было велико по сравнению с временем установления равновесия. Это по порядку величины – время пробега альвеновской или магнитозвуквой волны на масштабе магнитосферы.

Время релаксации – это и время расплывания неоднородности плазменного облака. Последнее само существенно зависит от электрического поля поляризации, возникающего при релаксации. Возможность использования уравнения магнитостатического равновесия при необходимо самосогласованном решении задачи о релаксации должна проверяться *апостериори*.

Таким образом, в релаксирующей системе, без внешнего воздействия, действительно будет наблюдаться система продольных токов и электрических полей. Если считать, что конфигурация остается квазиравновесной – а только тогда работает формула (8.20), – то этим токам отвечают малые отклонения p и W от равновесных.

Но система может находиться – и находится – под внешним вынуждающим воздействием. Это воздействие бывает довольно слабым, так что система находится в квазиравновесном состоянии, точнее – эволюционирует квазистатически. При этом также существуют ненулевые продольные токи и электрические поля. Отвечающие им отклонения p и W от равновесных также малы, но они могут быть совсем другими по сравнению с решением задачи о свободной релаксации.

Итак, малые отклонения p и W от равновесных, которые только и дают вклад в плотность продольных токов, сами определяются вынуждающим воздействием, которое имеет причиной неидеальное обтекание магнитосферы солнечным ветром – магнитосферный МГД генератор.

8.2.3. Коротация плазмы и плазмосфера

В действительности картина стационарной конвекции еще осложняется наличием собственного вращения Земли. При вращении нейтральная атмосфера увлекает и ионосферную плазму посредством взаимного трения (заметим, что в принципе и без нейтральной атмосферы, проводящая ионосферная оболочка должна была бы вращаться вместе с вращающейся проводящей твердой землей, благодаря возникновению электрического поля униполярной индукции и действию указанного выше электродинамического механизма). А ионосферная плазма посредством описанного электродинамического механизма вовлекает в движение и плазму в

магнитосфере. Таким образом, в магнитосфере складываются скорости электрического дрейфа и векторы электрического поля, порождаемые конвекцией и совместным вращением (коротацией). Электрическое поле конвекции во внутренней магнитосфере почти однородно, поскольку его источники находятся достаточно далеко, вблизи магнитопаузы (см. рис. 8.2), и направлено с утренней стороны на вечернюю. С другой стороны, поле коротации убывает с расстоянием:

$$E \approx \frac{1}{c}VB \approx \frac{1}{c}\Omega r \frac{\mu_E}{r^3} = \frac{\Omega\mu_E}{cr^2}.$$

Величины этих двух полей становятся равными при $r \approx 6R_E$. При этом видим, что на утренней стороне поля конвекции и коротации складываются, а на вечерней – вычитаются, так что есть точка, где $E=0$. Через эту точку проходит сепаратриса (см. рис. 8.2), разделяющая эквипотенциали (или, что то же, траектории электрического дрейфа холодной плазмы), замыкающиеся вокруг Земли и «разомкнутые». Эта сепаратриса оказывается и некоторой неформальной, физической границей. Дело в том, что внутри нее могут длительно существовать холодные частицы ионосферного происхождения. Эта внутренняя область, называемая плазмосферой, см. рис. 8.3, служит, по существу, непрерывным продолжением ионосферы на большие высоты. За пределами плазмосферы магнитосферная конвекция «выметает» холодную ионосферную плазму, она теряется на магнитопаузе и в геомагнитном хвосте, поэтому ее концентрация здесь оказывается на один-два порядка ниже, чем в плазмосфере ($1 - 10 \text{ см}^{-3}$ и $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$, соответственно).

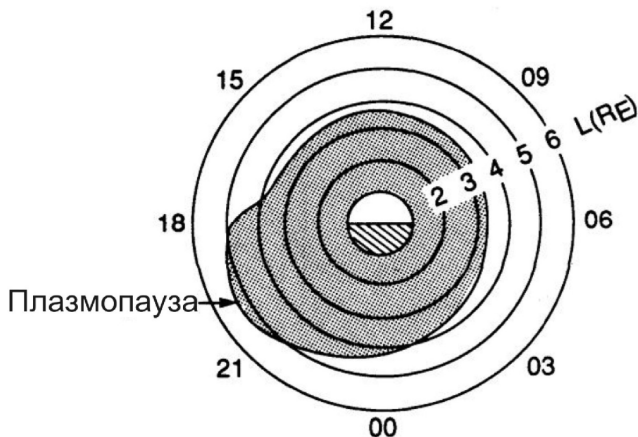


Рис. 8.3. Плазмосфера

Значительно более сложные структуры образуют горячие магнитосферные частицы, для которых нужно учитывать и электрический, и магнитный дрейфы. Выясним относительную роль электрического и магнитного дрейфа. Скорость электрического дрейфа $v_E = cE_0 / B$, скорость магнитного дрейфа $v_B \sim vr_H / R = (v / R)(vmc / eB) = 2c\varepsilon / eBR$, где R – характерный пространственный масштаб системы, ε – энергия частицы. Для дипольного поля, в экваториальной плоскости, на расстоянии R от диполя, $v_B = 3c\varepsilon / eBR$. Следовательно, $v_E = v_B$ при

$$R \approx 3 \frac{\varepsilon E_0}{e}. \quad (8.21)$$

С другой стороны, сравнивая скорость конвекции в поле E_0 , равную $cE_0 / B = cE_0 R^3 / \mu_E$, со скоростью совместного вращения ΩR , легко получить характерный размер плазмосферы:

$$R_{\pi} = (\Omega \mu_E / cE_0)^{1/2} \quad (8.22)$$

Сравнивая (8.21) и (8.22), видим, что магнитный дрейф оказывает незначительное влияние на движение частицы в магнитосфере, если ее энергия достаточно мала:

$$\varepsilon < \frac{e}{3} \left(\frac{\Omega \mu_E E_0}{c} \right)^{1/2}.$$

Описанной выше стационарной картине магнитосферной конвекции соответствует двухвихревая картина токовой системы в ионосфере. Дело в том, что в ионосфере под действием электрического поля, перпендикулярного к магнитному полю (это электрическое поле связано с конвекцией), возникает поперечный к магнитному полю ток \mathbf{j} . При этом направление \mathbf{j} не совпадает с направлением \mathbf{E} , поскольку в ионосфере имеется холловская компонента проводимости (см. разд. 8.1). Более того, в среднем по толщине ионосферного слоя холловский ток, перпендикулярный к \mathbf{E} и \mathbf{B} , преобладает. Это означает, что токовая система в ионосфере приблизительно повторяет двухвихревую систему конвекции в магнитосфере. Общее представление о картине токов, электрических полей и конвективных движений на уровне высокоширотной ионосферы дает рис. 8.4.

Рассмотренная картина стационарной конвекции на самом деле представляет собой лишь усредненную за большое время картину магнитосферных движений плазмы и соответствующих ионосферных токов. Такое усреднение исключает из рассмотрения важнейшие физические эффекты глобальной динамики магнитосферно-ионосферной плазменной системы. Собственно говоря, эта система

никогда не остается в стационарном состоянии. Ей присущи, наряду с относительно медленными изменениями, происходящие почти всегда, с интервалом от нескольких часов до нескольких суток, короткие быстрые ($\sim 1 - 2$ час) возмущения. В следующем разделе мы рассмотрим характерные свойства этой сложной динамики и основы ее теории.

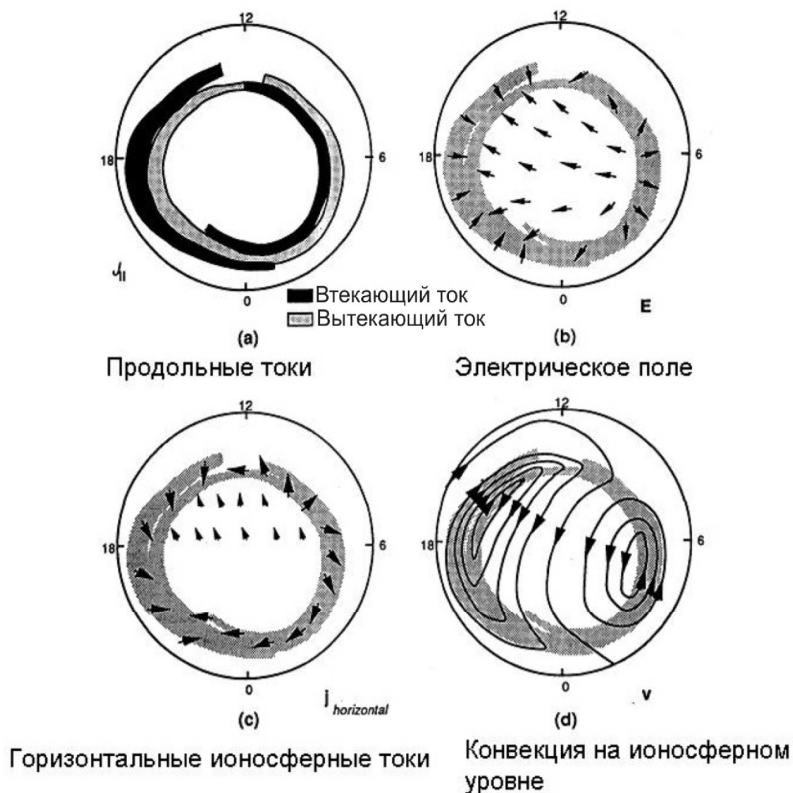


Рис. 8.4. Токи, электрические поля и движения в высокоширотной ионосфере

9. ДИНАМИКА МАГНИТОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНОЙ СИСТЕМЫ

С древнейших времен народы, обитавшие на севере нашей планеты, привлекала и завораживала необычайная красота и загадочность северных сияний. Эти грандиозные огни полярной ночи то тянутся спокойными белесыми полосами от горизонта до горизонта, то вспыхивают разнообразными и разноцветными дугами и лучами, охватывая все небо, как будто они живут своей, неведомой человеку жизнью. У народов Севера издревле сложилась самобытная мифология, в основе которой – духи северного сияния.

Для современного человека, оставаясь действительно восхитительным явлением природы, полярные сияния в то же время бросают вызов его науке, старающейся понять окружающий мир во всей его полноте. Серьезное научное исследование полярных сияний началось сравнительно поздно, примерно столетие назад. Это связано не в последнюю очередь с трудностями полярных экспедиций и вообще жизни человека за полярным кругом, особенно в условиях полярной ночи.

Уже в начале этих исследований было установлено, что свечение происходит в верхних слоях атмосферы; к земле приходит излучение от атомов и молекул воздуха, находящихся на высотах выше ста километров.

Какой агент приводит эти атомы и молекулы в возбужденное состояние? Чем определяется географическая локализация свечения? Почему происходят такие сильные вариации его интенсивности во времени и что лежит в основе формирования разнообразных структур свечения и таких сильных их вариаций? Ответы на эти и многие другие вопросы добываются лишь постепенно.

Удалось выяснить, что обычно возбуждение атомов и молекул воздуха производится электронами, приходящими извне в атмосферу. Такой электрон имеет энергию порядка неск. кэВ или десятков кэВ, т.е. его энергия на много порядков превышает энергию электронов в самой атмосфере, которые на этих высотах тоже имеются – ведь это высоты ионосферы. Итак, электроны приходят извне. Но как и откуда? Какова природа пространственно-временного поведения их потоков?

Важнейшим достижением стало открытие *овала полярных сияний*, о котором уже упоминалось выше, в разд. 8.2.1. По собранным данным наземных наблюдений было обнаружено, что область почти постоянного присутствия полярных сияний охватывает кольцом геомагнитный полюс. Это кольцо несколько вытянуто с дневной стороны на ночную (овал!), причем ближайшая к полюсу точка всегда находится вблизи полудня по местному времени (около 75-78° геомагнитной широты), а самая удаленная от полюса область

находится на ночной стороне (около $65-68^\circ$ геомагнитной широты). Теперь мы имеем многочисленные снимки полярных сияний, сделанные не снизу, с земли, а сверху – со спутников, из космоса. Один из них показан на рис.9.1 – овал здесь отчетливо виден.

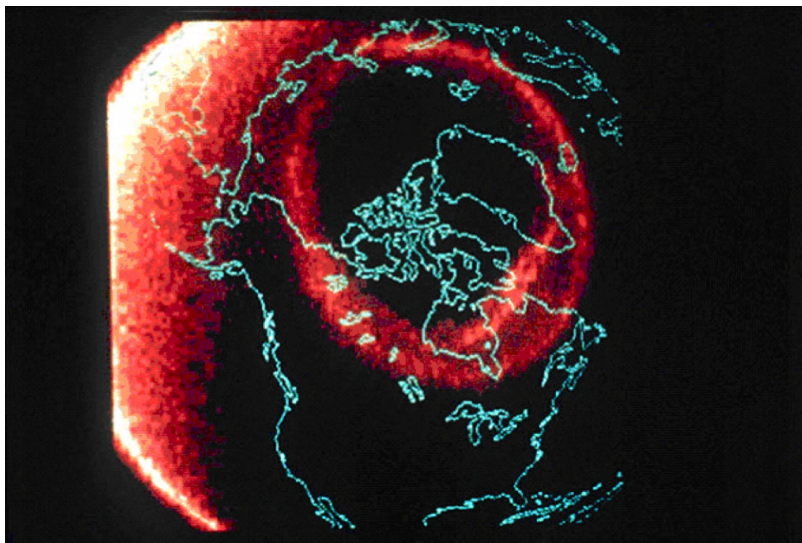


Рис. 9.1. Овал полярных сияний – вид из космоса

Когда, уже в космическую эру, при помощи спутниковой аппаратуры была обнаружена магнитосфера Земли, вскоре был открыт *геомагнитный хвост* и выяснено, что он является важнейшей постоянно существующей структурой в строении магнитосферы. При этом две *доли* хвоста, в которых магнитное поле направлено противоположным образом, к Земле и от Земли, разделяются *плазменным слоем*; именно в этой плазме течет тот ток, который является источником поля в долях хвоста (см. разд. 8.2.1). И было обнаружено, что именно этот плазменный слой (точнее, ближняя к Земле его часть) и представляет собой источник авроральных, т.е. вызывающих полярные сияния, электронов. Именно эта плазменная структура «проектируется» вдоль силовых линий на авроральный овал; существуя постоянно, она приводит к постоянному существованию овала.

9.1. Магнитосферная суббуря

Являясь, таким образом, «зеркалом» магнитосферной структуры, полярные сияния оказываются также и «зеркалом» динамических процессов, происходящих в магнитосфере. Именно в полярных сияниях была впервые обнаружена характерная последовательность во временном поведении. Ситуация может в течение многих часов оставаться совершенно спокойной: слабая полоса сияния, простирающаяся через все небо от горизонта до горизонта. Но эта ситуация спорадически сменяется сначала уярчением и перемещением полосы как целого, а затем взрывообразным увеличением яркости, с появлением множества ярких разнообразных, быстро перемещающихся, сменяющих друг друга форм. Такое яркое «активное» сияние видно на рис. 9.2.

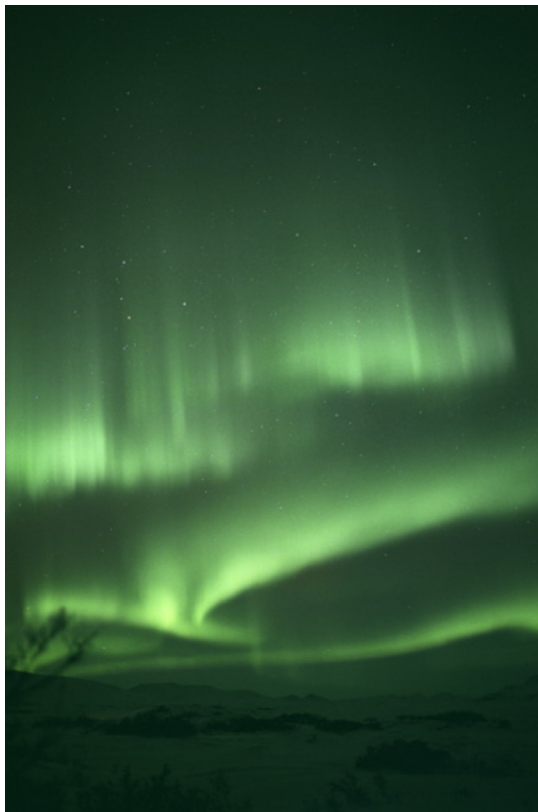


Рис. 9.2. Активные формы полярного сияния во время суббури

При всем разнообразии таких спорадических явлений, в них удается все же проследить ряд общих особенностей. Закономерно следуя друг за другом, они образуют то, что было названо суббурей в полярных сияниях. Эта типичная последовательность схематически представлена на рис. 9.3.

По современным представлениям суббуря состоит из трех фаз:

- фаза зарождения;
- фаза развития;
- фаза восстановления.

Буквой А на рисунке обозначена фаза зарождения, которая на самом деле имеет продолжительность порядка первых десятков минут. В этой фазе дуга сияния остается спокойной, но она становится более яркой, расщепляется на несколько дуг и плавно перемещается к экватору.

Буквой В обозначено внезапное начало (onset), когда резко возрастает яркость самой низкоширотной дуги, причем происходит это только вблизи полуночи. Затем уярчение быстро расширяется в направлении к западу и к полюсу (С). Образуется авроральный выступ (bulge), внутри которого сияния чрезвычайно динамичны. Появляются и исчезают дуги; формируются пульсирующие пятна. На большинстве дуг появляются складки (драпри), которые быстро перемещаются вдоль дуги. Нижние края дуги могут стать интенсивно окрашенными. Интервал времени, в течение которого происходит такое нарастание возмущения, называется фазой развития суббури.

Со временем на западном краю аврорального выступа образуется резкий изгиб. Он часто совершает перемещение на запад, становясь со временем более крутым, см. рис. С и D. Другого типа формы сияния образуются к востоку от полуночного сектора: пульсирующие пятна, «омега»-формы (рис. E).

Примерно через 30 – 50 мин. авроральная активность перестает перемещаться к полюсу – фаза развития заканчивается (рис. E). Теперь активность начинает затухать, сначала в низкоширотной части овала, где снова появляются спокойные дуги. В вечернем секторе движущийся к западу изгиб ослабевает, а в утреннем секторе некоторое время еще наблюдаются пульсирующие формы. Такая фаза восстановления продолжается более часа.

Исследования на спутниках позволяют выяснить, каким же именно процессам, происходящим в магнитосфере и, в частности, в геомагнитном хвосте, соответствуют явления, составляющие суббурю в полярных сияниях. Эти процессы в совокупности представляют собой магнитосферную суббурю. На рис. 9.4 схематически показано, что происходит в геомагнитном хвосте последовательно в трех фазах

суббури. Слева показано меридиональное сечение полдень – полночь, а справа – экваториальное сечение.

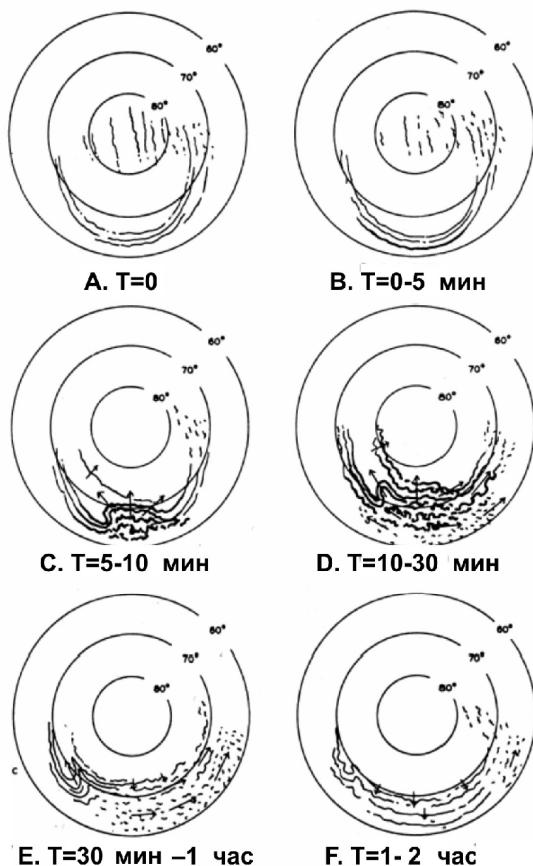


Рис. 9.3. Развитие суббури в полярных сияниях

В фазе зарождения происходит постепенное увеличение магнитного потока в долях хвоста и утоньшение плазменного слоя (ПС) в ближней к Земле его части. Плазма в ПС движется к Земле. Это движение – конвекция, которая существует и в спокойное время (см. выше, разд. 8.2.2), но теперь она усиливается. В удаленной части ПС появляются пятна магнитного пересоединения, при котором пара вытянутых в хвост разомкнутых силовых линий перезамыкается,

образуя замкнутую линию геомагнитного поля и (сильно деформированную) линию межпланетного магнитного поля.

В фазе развития накопление магнитного потока в долях хвоста подавляется благодаря тому, что зоны утоньшения ПС и магнитного пересоединения в нем резко расширяются. Возникают сильные потоки плазмы, направленные к Земле, и область диполизации, где вытянутость силовых линий в хвост сильно уменьшается. Накопленная в фазе зарождения магнитная энергия в хвосте быстро трансформируется в энергию плазменных потоков.

В фазе восстановления все эти процессы ослабевают, и геомагнитный хвост постепенно возвращается к своему спокойному состоянию.

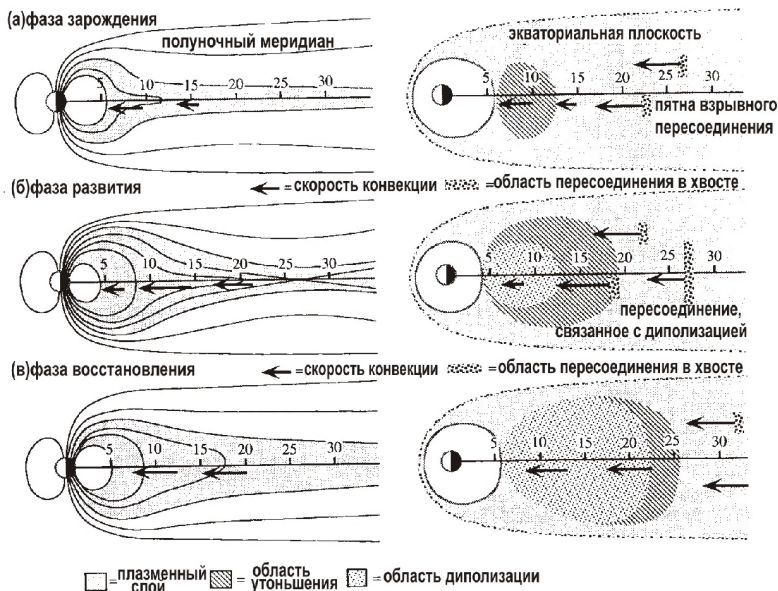


Рис. 9.4. Магнитосферная суббуря: вариации магнитосферной конфигурации и энергетика

Далее мы обсудим физические механизмы, лежащие в основе этой эмпирической картины.

С точки зрения динамики системы, проявляющейся как авроральная (полярные сияния) и геомагнитная активность, принципиально важна связь между геомагнитным хвостом и внутренней магнитосферой – ионосферой.

Открытые силовые линии сносятся потоком солнечного ветра с дневной стороны на ночную; но это может происходить только если на дневной стороне поток открытых линий постоянно восполняется. Это означает, что замкнутые магнитосферные линии размыкаются и пересоединяются с рвущимися, размыкающимися линиями межпланетного поля, образуя все новые открытые магнитосферные силовые линии.

Конечно, такой процесс дневного магнитного пересоединения обязательно сопровождается процессом обратного воссоединения открытых магнитосферных силовых линий. И значит, в магнитосфере происходит конвекция плазмы (разд. 8.2.2): перетекание ее с дневной стороны на ночную в высоких широтах, над полярными шапками, и обратное течение с ночной стороны на дневную – в приэкваториальной области.

Как было уже сказано в разд. 8.2.2, это приводит к тому, что в высоких и средних широтах в ионосфере должны существовать два вихря тока, и магнитные возмущения, порождаемые такими токами, действительно регистрируются наземными обсерваториями.

Педерсеновский ток направлен вдоль электрического поля и потому приводит к диссипации, $\mathbf{jE} > 0$. При этом, если вихри холловского тока замыкаются в основном в самой ионосфере, то педерсеновский ток, посредством продольных токов – токов вдоль магнитных силовых линий, замыкается на токи, текущие поперек магнитного поля и внутри магнитосферы, и вне ее. Последнее означает, что на открытых силовых линиях происходит не просто снос их внешних частей в хвост вместе с потоком солнечного ветра, но и торможение этого потока: ток инерционного дрейфа ионов при этом замыкает трехмерную токовую систему, охватывающую ионосферу, магнитосферу и возмущенный солнечный ветер вблизи магнитопаузы. Таким образом, можно говорить о магнитосферном МГД-генераторе, действующем на открытых силовых линиях.

Внутри магнитосферы конвективные движения бывают очень медленны (это не относится к периодам сильной геомагнитной активности), а поперечная ионосферная проводимость бывает достаточно высокой. Тогда изменения магнитосферной конфигурации настолько медленны, что в каждый момент ее можно считать равновесной. Для этого, очевидно, нужно, чтобы характерные времена перестроек конфигурации T сильно превышали характерное время распространения магнитогидродинамических волн в объеме магнитосферной полости, L/V_A . Для такого магнитоплазменного равновесия теория позволяет однозначно определить конфигурацию продольных токов, замыкающихся дрейфовыми токами в магнитосфере, затем найти картину ионосферных токов и по ней, зная

ионосферную проводимость, – найти картину электрических полей и (медленной!) конвекции.

Такая картина представлена в левой части рис. 9.5. Парные замкнутые структуры в картине эквипотенциалей электрического поля в ионосфере и соответствующая пара вихрей конвекции, отвечающие спокойному времени, остаются и в фазе зарождения суббури, однако электрические поля существенно усиливаются.

В правой части рис. 9.5 показана картина эквипотенциалей для фазы развития суббури. Важнейшая отличительная особенность состоит в формировании полосы очень сильной конвекции и соответственно, сильного холлового тока в ночном секторе ионосферы. Это формирование западной электроструи происходит на широте аврорального овала, там, где максимальна активность полярных сияний при суббуре.

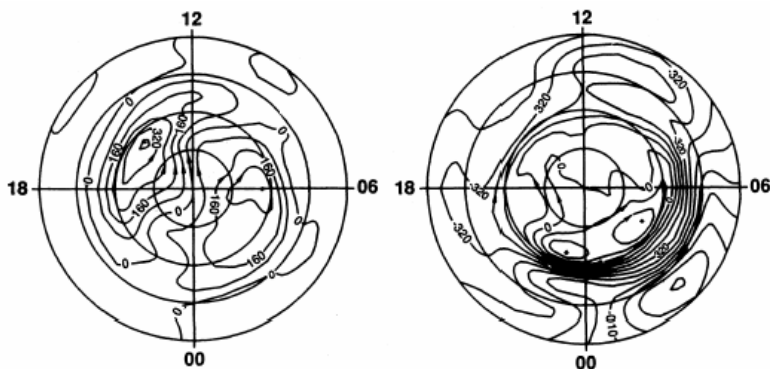


Рис. 9.5. Вариации магнитосферных электрических полей и конвекции плазмы

Протекающий в ионосфере ток западной электроструи генерирует магнитное поле. Это магнитное возмущение – самое сильное из наблюдаемых на поверхности Земли, оно может достигать неск. тысяч нанотесла. Поскольку это возмущение от тока, сосредоточенного в узком широтном интервале и на небольшой высоте, около 100 км, то оно оказывается также сосредоточенным только на широтах аврорального овала. Так же, как и полярные сияния, оно служит важнейшим наземным индикатором магнитосферной суббури.

Типичный ход суббури прослеживается на рис. 9.6. Здесь показаны не магнитограммы с отдельной станции, вид которых сильно зависит от долготного положения станции в период суббури, а ход авроральных индексов AU и AL , которые рассчитываются

«интегрально», по одновременным данным многих станций, находящихся в разных долготных секторах.

Почему при суббуре возникают авроральные электроструи? Их природа, так же, как и других токов, показанных на схеме рис. 9.7, протекающих в магнитосфере, связана с нестационарной динамикой магнитосферно-ионосферной плазменной системы. Эволюция системы, следующая за взрывообразным «внезапным началом» (onset) суббури, происходящим в геомагнитном хвосте, включает в себя, как уже говорилось, быстрые движения плазмы к Земле в ближней части ПС. Движение происходит в ограниченном азимутальном секторе. В этом секторе часть тока, протекающего в ПС, отклоняется вдоль магнитных силовых линий, формируя пару продольных токов – суббуревой ток, суббуревой токовый клин. С ним связана «диполизация» предварительно вытянутого в хвост поля в этой области и инжекция облака горячей плазмы в ближнюю, квазидипольную зону.

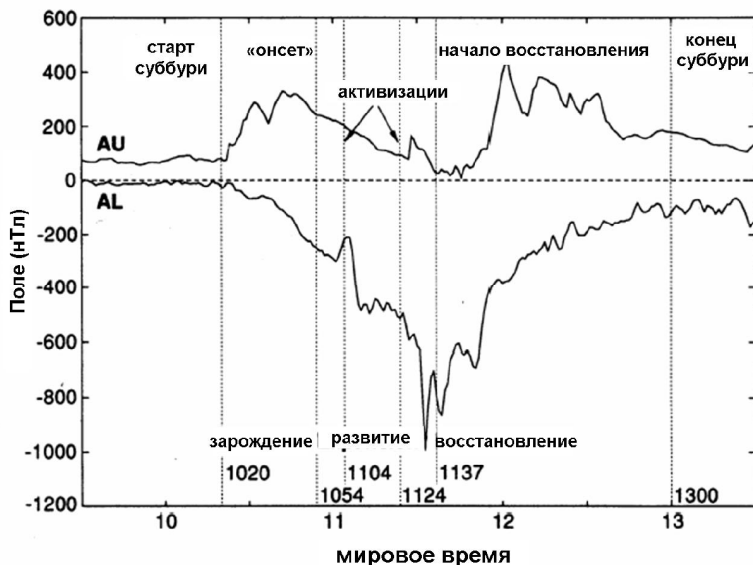


Рис. 9.6. Схема протекания суббури

Эволюция инжектированного во внутреннюю магнитосферу облака горячей плазмы включает в себя поляризационные эффекты из-за разнонаправленного магнитного дрейфа ионов и электронов: ионы дрейфуют на запад, а электроны – на восток (см. разд. 5). В результате ионное облако, перемещаясь поперек магнитного поля, переносит с собой положительный заряд; этот заряд компенсируется натекающими

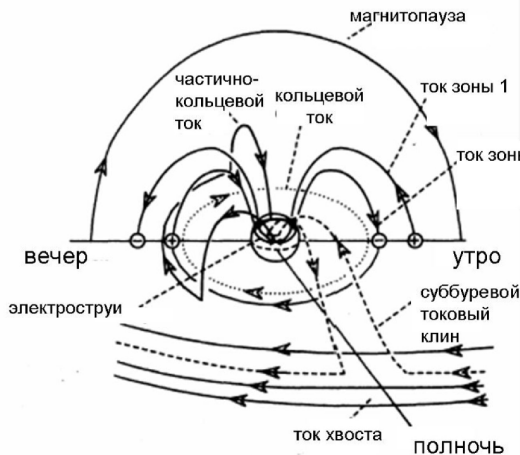


Рис. 9.7. Трехмерная магнитосферно-ионосферная токовая система.
Суббуравой токовый клин

из ионосферы холодными электронами. Так что дрейфовое возмущение содержит продольные токи (ток зоны 1 и ток зоны 2) и, следовательно, замыкающие их ионосферные токи, а значит, и электрические поля. Таким образом, к процессу оказывается подключенной ионосферная омическая диссипация. В простейших моделях удастся получить пространственно-временную картину такого сложного возмущения и оценить его характерные времена, которые оказываются порядка первых десятков минут. Это подтверждается исследованиями, использующими численное моделирование.

Суббуравые инъекции поставляют частицы горячей плазмы в квазидипольную зону захвата; там они формируют сначала частично-кольцевой ток, переносимый горячими ионами, дрейфующими в азимутальном направлении в неоднородном магнитном поле. Постепенно растекаясь по долготе, горячее плазменное облако образует в дальнейшем азимутально-симметричный кольцевой ток. Этот ток деформирует геомагнитное поле, т.е. создает сильное планетарное магнитное возмущение на поверхности Земли, при магнитной буре, которая, как правило, возникает в результате ряда сильных суббуравых инъекций.

Магнитосфера представляет собой открытую динамическую систему. Энергия, которая в геомагнитном хвосте трансформируется из магнитной формы в энергию плазменных потоков (а затем переходит и в другие формы: джоулева диссипация в ионосфере, авроральное свечение и др.), черпается из солнечного ветра. Это происходит

благодаря действию природного магнитогидродинамического генератора. Поток плазмы солнечного ветра пересекает открытые силовые линии, принадлежащие высокоширотной магнитосфере, и при этом совершает работу: кинетическая энергия потока частично превращается в электромагнитную энергию, сосредоточенную в долях хвоста. Но чтобы это происходило, необходимы открытые силовые линии. Как уже сказано, они образуются при магнитном пересоединении, происходящем на магнитопаузе, на дневной стороне магнитосферы. Пучки силовых линий межпланетного поля (ММП) и замкнутых линий геомагнитного поля, перезамыкаясь, порождают пары разомкнутых линий в северном и южном полушарии.

Эффективность этого процесса очень сильно зависит от относительной ориентации ММП и геомагнитного поля. Она резко возрастает, когда эти поля на магнитопаузе антипараллельны, т.е. при южном направлении ММП. На рис. 9.8 показано, как суббуревая активность резко возрастает при смене полярности электрического поля E в солнечном ветре. Эта смена полярности следует за сменой знака северо-южной компоненты ММП, поскольку $E = -[vB]/c$, а направление скорости ветра v остается неизменным.

Итак, возмущения, называемые суббурями, служат для сброса, диссипации в тепло той энергии, которая постоянно накапливается в магнитосфере в магнитной форме из-за «неидеального» обтекания, сопровождаемого потоком энергии из солнечного ветра внутрь магнитосферной полости. Степень этой «неидеальности», как видно, сильно зависит от свойств обтекающего солнечного ветра, особенно от ориентации «вмороженного» в него магнитного поля. При значительной южной компоненте этого поля, поток энергии, поступающей в магнитосферу, особенно велик, и возмущения в виде суббурь особенно часты и сильны. Таким образом, суббуревая активность и геомагнитная возмущенность вообще оказываются в очень сильной зависимости от состояния межпланетной среды и тех ее известных возмущений, которые обусловлены солнечной активностью. Применительно к магнитным бурям мы обсудим этот важный вопрос в следующем разделе.

На рис. 9.9 (а), (б) и (в) показано более детально, как происходит смена суббуревых фаз. На них представлено меридиональное сечение полдень – полночь. На рисунке (а) показано, какие относительно медленные, квазистатические изменения происходят на фазе зарождения. Межпланетное поле направлено на юг, магнитные поля на дневной магнитопаузе антипараллельны, так что возникает нейтральная линия. Магнитный поток пересоединившихся открытых силовых линий сносится с дневной стороны на ночную, и таким образом в конфигурациях, сменяющих

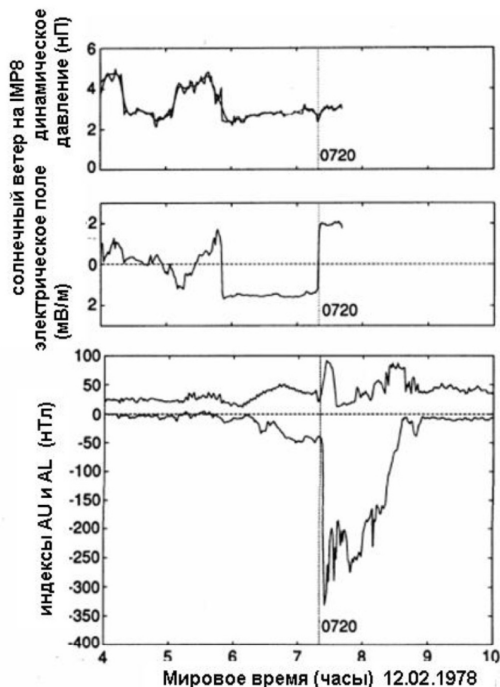


Рис. 9.8. Связь с вариациями полей в межпланетной среде.
Роль южной компоненты ММП

друг друга квазистатически, дневной поток уменьшается – происходит эрозия этого потока, подсолнечная точка магнитопаузы приближается к Земле. Такая тенденция изменений конфигурации сохраняется и на ночной стороне вблизи терминатора. Но дальше в геомагнитном хвосте увеличение потока вытянутых разомкнутых линий приводит к расширению, увеличению сечения хвоста. Что касается плазменного слоя, то такое изменение равновесной конфигурации сопровождается его утоньшением и перемещением его переднего края внутрь, к Земле. На большом удалении от Земли, скажем, более 40 земных радиусов, может существовать дальняя нейтральная линия, на которой может происходить частичный обратный процесс воссоединения разомкнутых силовых линий.

На рисунке (б) показана фаза развития. Происходит быстрая трансформация запасенной в геомагнитном хвосте магнитной энергии в энергию плазменных потоков. Она стала возможной благодаря тому, что на токовом слое, который стал тонким, теперь образовалась новая,

околоземная нейтральная линия, позволяющая магнитному потоку разомкнутых линий быстро пересоединяться.

На рисунке (в) показана фаза восстановления. Крупный плазменный сгусток, плазмод, сформировавшийся между двумя нейтральными линиями, ближней и удаленной, вобравший в себя большой поток пересоединившихся силовых линий, выталкивается из магнитосферы. Таким образом она возвращается к исходному, спокойному состоянию, с относительно небольшим количеством магнитной энергии, запасенным в хвосте.

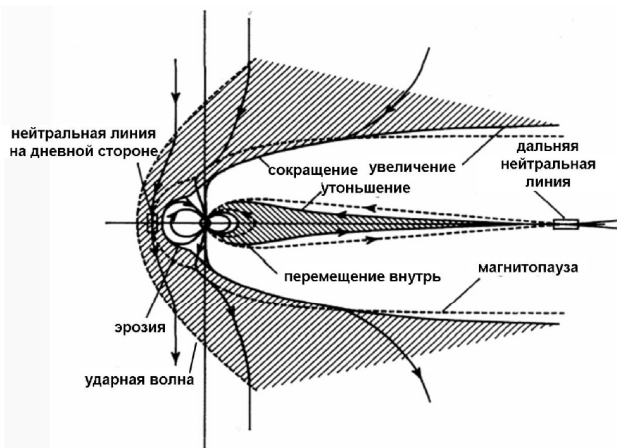
Быстрые перестройки магнитосферы, особенно на ночной стороне, происходящие при суббуре, порождают всплески сильных электрических полей. Дрейфуя в таких полях, частицы плазменного слоя забрасываются, инжектируются вглубь магнитосферы. Перестройки происходят как последовательность коротких импульсов, активизаций, каждая из которых занимает относительно узкий пространственный интервал.

На рис. 9.10 мы видим ряд очень быстрых нарастаний потоков частиц, которые происходят там и тогда, где и когда магнитная конфигурация в плазменном слое сменяется от вытянутой в хвост к квазидипольной: в верхней части рисунка видны резкие возрастания нормальной к слою компоненты поля B_z . Быстрые нарастания потоков сменяются более медленными спадами, которые происходят оттого, что частицы посредством магнитного дрейфа постепенно покидают локализованную область, где они были инжектированы.

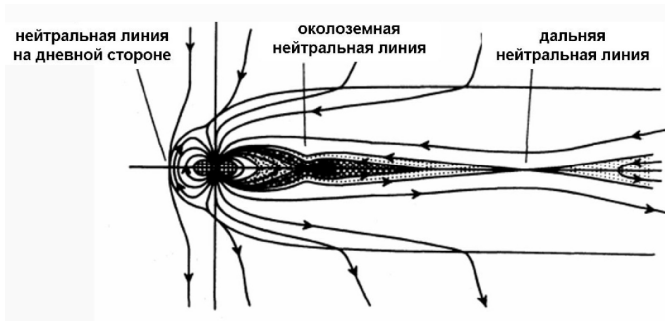
При этом новые частицы заполняют замкнутые дрейфовые оболочки внутренней магнитосферы. Суббуревые инжекции служат формированию пояса кольцевого тока, который является источником возмущения геомагнитного поля, происходящего при магнитной буре. Самые энергичные из таких частиц остаются затем на дрейфовых оболочках длительное время и таким образом пополняют радиационные пояса.

На рис. 9.11 также показаны вариации потоков электронов. Они зарегистрированы на спутнике ATS 6, на геостационарной орбите (круговая экваториальная орбита радиусом $6,6 R_E$). Рваные острые пики отмечают появление энергичных электронов при суббурях; эти электроны затем постепенно выносятся азимутальным дрейфом за пределы области наблюдения. Частицы более низких энергий (около 1000 эВ), которые остаются, принадлежат основной популяции плазменного слоя, внутри которого спутник находится примерно в пределах половины своей орбиты.

(а)



(б)



(в)

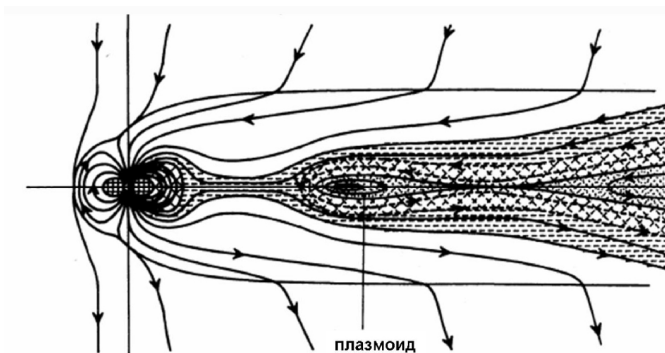
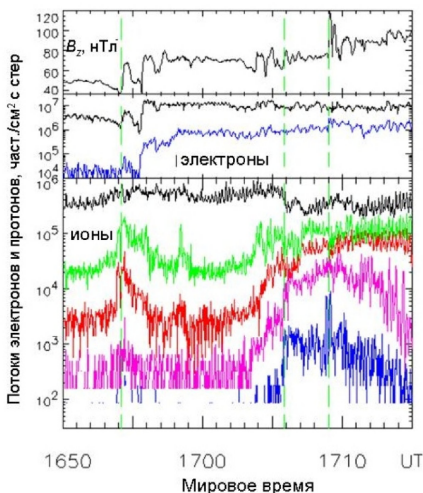


Рис. 9.9. Магнитосферная динамика: последовательная смена фаз накопления магнитной энергии и конверсии ее в энергию плазменных потоков и в тепло



Регистрация потоков частиц и магнитного поля на спутнике CRRES, на ночной стороне, на геоцентрическом расстоянии около $6 R_E$. Временное разрешение 2-3 с. Вариации с периодом 30 с вызваны вращением спутника в условиях анизотропии потоков. Цветом показаны потоки частиц в разных энергетических каналах.

Рис. 9.10. Суббурия в потоках энергичных частиц. Инжекция в кольцевой ток

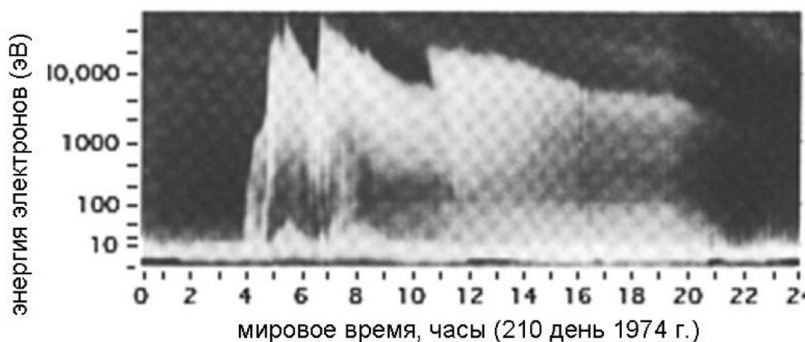


Рис. 9.11. Вариации потоков электронов

Когда и как происходит в магнитосфере переход от спокойного, медленного изменения конфигурации, с накоплением энергии в геомагнитном хвосте (фаза зарождения суббури) к быстрым, взрывообразным изменениям, характеризующим динамику фазы развития?

Медленную эволюцию можно представить как непрерывную последовательность переходов между рядом состояний равновесия. Сначала это устойчивые равновесия, но эволюция идет в сторону потери устойчивости. Когда система достигает маргинального состояния, т.е. состояния на границе устойчивости и неустойчивости равновесия, происходит процесс срыва равновесия. Оказывается, его

можно описать простым универсальным нелинейным уравнением. За конечное время возникает возмущение конечной амплитуды. На рис. 9.12 показаны такие решения этого уравнения.

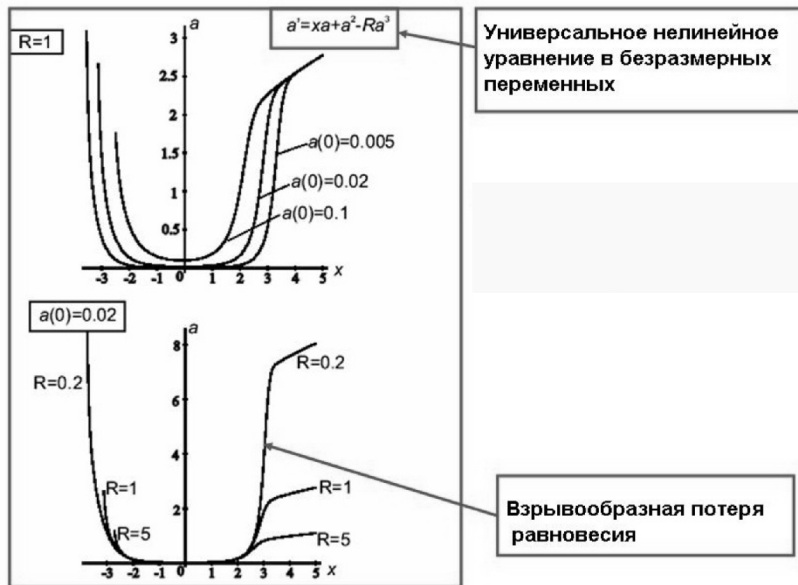


Рис. 9.12. Теоретическая модель суббурового срыва равновесия в магнитопазменной системе магнитосферы как нелинейной тиринг-неустойчивости

Как уже говорилось, магнитное пересоединение в геомагнитном хвосте является необходимым элементом магнитосферной динамики, поскольку оно возвращает во внутреннюю магнитосферу магнитный поток, выносимый в хвост в результате действия солнечного ветра на силовые линии, размыкающиеся на дневной стороне. Однако пока еще достоверно не установлена определяющая роль магнитного пересоединения на возникающей ближней нейтральной линии для быстрой перестройки, свойственной фазе развития суббури.

Быстрая конверсия значительной части магнитной энергии, запасенной в хвосте, может происходить и на замкнутых силовых линиях в ближней части плазменного слоя; именно при этом происходит «диполизация»: сильно вытянутые в хвост силовые линии превращаются в квазидипольные. Такой альтернативный процесс называют «разрывом тока» в ближнем хвосте.

В любом случае, однако, быстрая конверсия может происходить только при наличии тонких токовых слоев, которые,

будучи достаточно протяженными, обеспечивают необходимый темп такой конверсии. Эти токовые слои могут быть либо одиночными, либо парными, как показано на рисунке. Таким образом, здесь играет определяющую роль спонтанное формирование мелкомасштабных структур. Ударные волны являются известным примером таких структур; однако в случае бесстолкновительной плазмы токового слоя в хвосте это не единственная возможность, см. далее. Формирование очень тонких токовых структур и их участие в быстрых перестройках при магнитосферной суббуре являются проявлением общей закономерности самоорганизации в нелинейных диссипативных системах. Именно такой системой является магнитосферно-ионосферная система, погруженная в поток плазмы солнечного ветра. Указанный быстрый процесс самоорганизации – формирования тонких токовых слоев, на которых осуществляется конверсия магнитной энергии в энергию потоков плазмы, удастся изучить посредством численного моделирования. Как видно из двух приведенных рисунков, рис. 9.13 (а) и (б), полученных для двух разных начальных состояний плазменного слоя, возникающие структуры могут быть принципиально различными. Может возникать пара ударных волн. Но может возникать и единственный тонкий токовый слой в центральной плоскости. При этом появляется сильная ионная анизотропия: это специфический эффект бесстолкновительной плазменной кинетики.

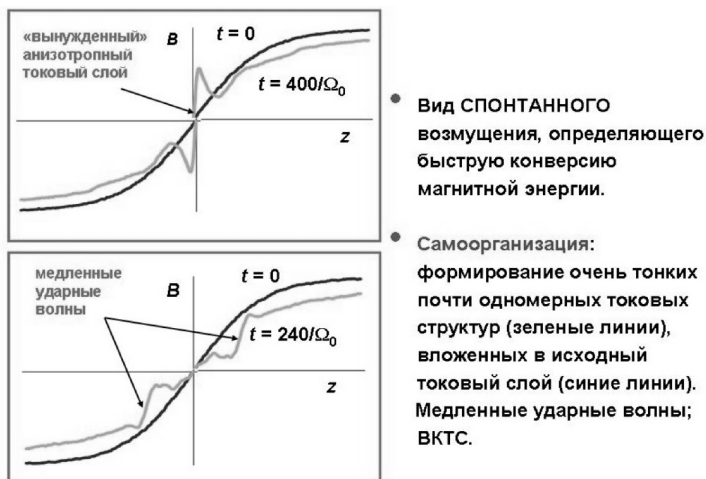


Рис. 9.13. Формирование тонких вложенных токовых слоев

Тонкие токовые слои в хвосте, их структура и динамика, их роль в суббуревых возмущениях, находятся среди главных проблем, исследуемых в ряде больших современных спутниковых

экспериментов, сопровождаемых обширной программой одновременных наземных наблюдений (CLUSTER, THEMIS и др.). Рассмотрим сценарий дальнейшей эволюции системы, происходящей после срыва равновесия; сценарий, исходящий из определяющей роли образования ближней нейтральной линии в хвосте. Тогда срыв равновесия определяется тем, что маргинальное состояние равновесия достигается относительно разрывной, «тиринг»-неустойчивости.

Магнитное пересоединение как таковое обеспечивается в бесстолкновительном случае процессами на очень малом, ЭЛЕКТРОННОМ, масштабе, порядка размера электронного ларморовского радиуса в магнитном поле хвоста. Здесь происходит необходимое для пересоединения нарушение замороженности магнитного поля в плазму.

Роль конечной проводимости в обобщенном законе Ома, обеспечивающей это нарушение замороженности, берет на себя эффект анизотропной (негиротропной) компоненты электронного потока импульса («давления»), связанный с незамагниченностью электронов на этом малом масштабе.

Поля и потоки ионов и электронов в большей части «диффузионной» области, вне очень малой «электронной» области, определяются тем, что здесь электроны уже замагничены, а ионы – не замагничены; поэтому электроны и ионы движутся в электрическом поле по-разному, формируя таким образом токи Холла. Эти токи генерируют дополнительное магнитное поле B_y , сложной геометрии, в направлении вдоль исходного тока и против него.

Эти результаты получены в теоретических моделях, при помощи численного моделирования. Сильные вариации параметров на очень малых масштабах пока не позволяют полностью изучить картину в измерениях на спутниках. Однако та часть результатов, которая касается холловских токов и квадрупольного магнитного поля, получила подтверждение в эксперименте CLUSTER.

Как сказано выше, та модель срыва равновесия при начале фазы развития суббури, в которой считается, что этот срыв начинается с магнитного пересоединения на вновь возникшей ближней нейтральной линии магнитного поля, имеет альтернативу. Срыв равновесия может происходить как результат «разрыва» тока в околоземной части плазменного слоя геомагнитного хвоста. Это означает, что возникает быстрое смещение к Земле замкнутых силовых линий в относительно узком секторе по местному времени, в ближней части плазменного слоя, т.е. «диполизация». Такое движение может быть описано как «баллонное» возмущение в горячей плазме. Можно полагать, что в этом случае маргинальное состояние равновесия в хвосте раньше

достигается относительно «баллонной» устойчивости, а не «тиринг»-устойчивости.

На рис. 9.14 показана специфическая трехмерная токовая система, которая возникает в фазе развития суббури. Вверху показано отклонение части тока, текущего в хвосте, посредством продольных токов в полуночную ионосферу. Внизу представлены магнитные возмущения, которые порождает эта токовая система на цепочке среднеширотных магнитных обсерваторий в северном полушарии. Если суббуревая активизация начинается именно с «разрыва» тока в хвосте, то такой «суббуревой токовый клин» должен возникать сразу, раньше других возмущений.

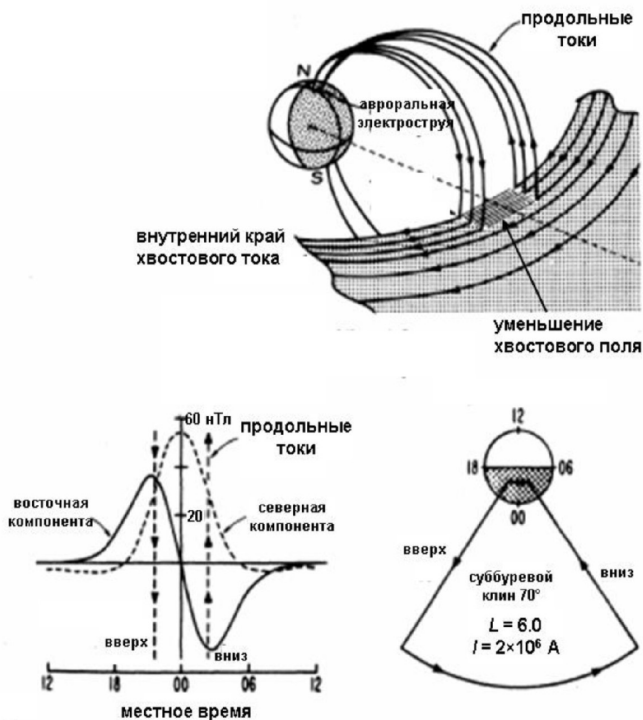


Рис. 9.14. «Разрыв» тока в околоземной части плазменного слоя геомагнитного хвоста

Для ответа на вопрос о том, с чего же начинается суббуревая активизация: с магнитного пересоединения на возникающей ближней нейтральной линии или с «разрыва» тока в околоземной части плазменного слоя, выполняется новый большой экспериментальный проект. Он называется THEMIS (Time History of Events and Mesoscale

Interactions during Substorm – Временная последовательность событий и среднемасштабные взаимодействия во время суббури). Английская аббревиатура переводится как Фемида – богиня правосудия; предполагается, что она (т.е. научная программа, конечно) вынесет беспристрастный вердикт относительно указанной альтернативы. Как показано на рис. 9.15, программа задействует большое число наземных геофизических обсерваторий в совокупности с пятью спутниками. Спутники расположены на разных орбитах так, что один раз в четверо суток они выстраиваются на одной прямой в ночном секторе и совершают одновременные наблюдения плазмы и полей в разных областях геомагнитного хвоста.

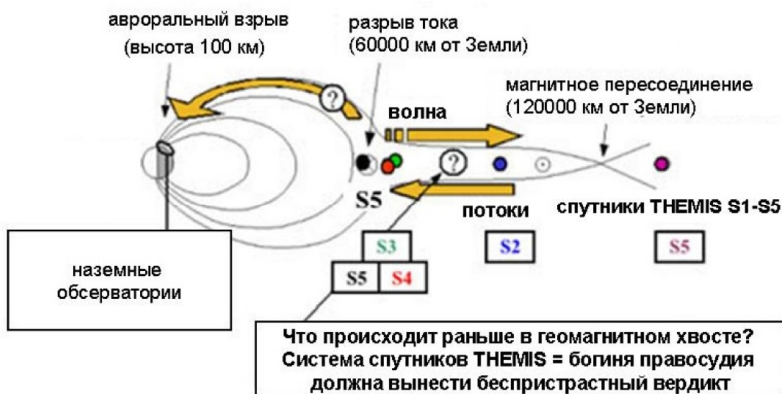


Рис. 9.15. Проблема временной последовательности событий. Проект THEMIS

Существующие модели динамики магнитосферно-ионосферной плазменной системы все еще являются грубо ориентировочными. На это ясно указывает само существование двух разных альтернативных моделей, для которых на рис. 9.15 схематически показана последовательность событий во времени.

Хотя эти модели и опираются на уже имеющийся огромный экспериментальный материал, накопленный за десятилетия, а также на достижения теоретической физики плазмы и мощь численного моделирования, сама физическая система и ее динамика неимоверно сложны, и пока удастся их понять лишь в грубых чертах. Природа здесь все еще бросает науке самый серьезный вызов.

Ситуацию можно сравнить с наукой об атмосфере: ведь там масштабы и длительность усилий, предпринятых учеными, еще намного больше. И однако возможности описания и предсказания структуры и динамики циклонов, атмосферных фронтов, тропических ураганов и т.п. пока остаются весьма скромными.

9.2. Магнитные бури

Повторим, что в формировании магнитосферы участвуют в качестве источников магнитного поля как внутриземные токи (протекающие в земном ядре), так и токи, протекающие в околоземной плазме. Эти последние подразделяются на (а) поверхностные токи на магнитопаузе, экранирующие поле внутренних источников, (б) токи, текущие поперек хвоста магнитосферы, и замыкающие их токи на магнитопаузе, (в) кольцевой ток (симметричный и асимметричный), (г) продольные токи, образующие трехмерные токовые системы вместе с замыкающими их токами в ионосфере и магнитосфере, а также с токами в модифицированной плазме солнечного ветра, находящейся в переходной области между головной ударной волной и магнитопаузой. В отличие от внутриземных источников магнитного поля, испытывающих медленные вариации («вековой ход»), магнитосферные токовые системы подвержены резким, внезапным изменениям.

Как мы видели, часть таких изменений, происходящих преимущественно в высоких широтах, относится к явлению суббури. Магнитосферные перестройки суббурового цикла не связаны непосредственно с изменениями в межпланетной среде, происходящими вблизи Земли. Они, как мы видели, определяются тем, что магнитосфера представляет собой открытую нелинейную диссипативную систему, обладающую собственной нестационарной динамикой. Характерной чертой этой динамики является относительно медленное накопление энергии в системе (в магнитной форме), за которым следует быстрая конверсия этой энергии в другие формы и, в конечном счете, ее диссипация.

Но межпланетная среда вблизи Земли нестационарна. В ней происходят время от времени сильные вариации. Они обусловлены солнечной активностью. Важнейшую роль играют эффекты, определяющиеся прохождением мимо Земли ударных волн, распространяющихся по плазме солнечного ветра (см. разд. 1 и 2). Эти возмущения бывают связаны с действием солнечных вспышек, либо с прохождением корональных выбросов массы. Ударные волны формируются также на границах потоков солнечного ветра с разными скоростями.

Достигая Земли, ударная волна вызывает целый ряд крупномасштабных явлений. Воздействие ускоренной, плотной плазмы солнечного ветра, следующей за фронтом ударной волны, как и изменение напряженности и ориентации ММП, происходящие на этом фронте, влияют на положение в пространстве и интенсивность

магнитосферных токовых систем. Эти изменения выражаются в развитии *магнитных бурь* – самых значительных возмущений геомагнитного поля, регистрируемых в земной магнитосфере. Такие возмущения уже не ограничены областью высоких широт.

Термин *магнитная буря* был впервые введен Гумбольдтом (1769-1859) в начале 19 века для обозначения периода внезапного понижения горизонтальной компоненты H геомагнитного поля, измеряемого на поверхности Земли. По его инициативе в 30-х годах 19 века была создана сеть магнитных обсерваторий. Измерения показали, что вариации магнитного поля во время магнитных бурь имеют глобальный характер и демонстрируют общие закономерности развития: резкое понижение поля за 10 – 20 часов и его последующее восстановление в течение 2 – 6 суток.

Для развития магнитной бури необходимо наличие двух условий: воздействие ускоренного потока плотной солнечной плазмы на земную магнитосферу и длительное существование ММП южного направления. Величина $-V_{sw}B_z$, где V_{sw} – скорость солнечного ветра, а B_z – величина северо-южной компоненты ММП (отрицательная при южном направлении) может быть использована как показатель геоэффективности потока солнечного ветра, его способности вызвать магнитную бурю.

На Солнце главными источниками геоэффективных потоков являются корональные дыры – долгоживущие образования, из которых истекает ускоренный солнечный ветер, а также выбросы корональной массы (coronal mass ejection, CME). Вращающиеся вместе с Солнцем долгоживущие корональные дыры приводят в земной магнитосфере к периодическим, рекуррентным магнитным бурям умеренной интенсивности (до 200 нТл), повторяющимся с каждым оборотом Солнца (период – около 27 дней). Выбросы корональной массы, приводящие к убеганию от Солнца гигантского облака плазмы и порождающие сильные ударные волны, распространяющиеся впереди них, могут приводить к очень сильным возмущениям магнитосферного магнитного поля (400 нТл и выше). Рекуррентные магнитные бури происходят, как правило, на фазе спада 11-летнего цикла солнечной активности, в то время как магнитные бури, связанные с CME, происходят большей частью в периоды солнечного максимума.

9.2.1. Токовые системы

Кольцевой ток расположен на геоцентрических расстояниях 2-9 радиусов Земли и состоит из захваченных геомагнитным полем частиц с энергией 1 - 300 КэВ/нуклон. Такие частицы, как мы знаем, совершают вращение вокруг силовой линии, колеблются вдоль

силовой линии между точками отражения и дрейфуют в неоднородном магнитном поле внутренней магнитосферы. При этом положительные ионы движутся на запад, а электроны – на восток. Раздельное движение ионов и электронов приводит к возникновению кольцевого тока. Состав кольцевого тока меняется в зависимости от геомагнитной возмущенности. Спокойный кольцевой ток состоит главным образом из протонов солнечного происхождения, в то время как во время магнитных бурь возникает значительная компонента ионов ионосферного происхождения (ионов кислорода).

В главе 5 мы получили формулу (5.7)

$$\langle \dot{\phi} \rangle = -3 \frac{c\mu}{er_e^2},$$

которая связывает угловую скорость азимутального дрейфа заряженной частицы, дрейфующей вблизи экваториальной плоскости, с ее энергией (поскольку магнитный момент $\mu \sim \varepsilon / B_e$ такой частицы пропорционален этой энергии ε). Соответственно, полный электрический ток $I \sim er_e \langle \dot{\phi} \rangle$, создаваемый таким азимутальным движением отдельной частицы, также пропорционален энергии ε , а полный ток, переносимый всеми такими частицами, пропорционален уже полной энергии E всех этих частиц. Нетрудно рассчитать магнитный эффект всех этих круговых токов в центре. Подробный расчет приводит к формуле *Десслера-Паркера-Скопке*

$$\frac{\Delta B}{B_0} = \frac{2E}{3E_m}, \quad (9.1)$$

которая связывает полную энергию E частиц кольцевого тока с возмущением магнитного поля ΔB , создаваемым кольцевым током на земной поверхности. Здесь B_0 – невозмущенное поле на земной поверхности, а E_m – полная энергия поля геомагнитного диполя, сосредоточенная вне поверхности Земли. Таким образом, измеряя возмущения ΔB , удается исследовать динамику кольцевого тока во время магнитной бури.

Для анализа магнитной бури используется *Dst*-индекс. Он представляет собой осесимметричную относительно геомагнитного диполя компоненту возмущенного магнитного поля и определяется на основе измерений магнитного поля на четырех приэкваториальных станциях: Сан-Хуан, Херманус, Какиока, Гонолулу. На каждой станции для каждого часа мирового времени определяется величина возмущения магнитного поля, точнее – той его части, которая связана с состоянием межпланетной среды и состоянием магнитосферно-ионосферной плазменной системы. Для выделения этой составляющей делается следующее: из горизонтальной компоненты магнитного поля,

измеряемого на каждой станции вдоль меридиана (H -компонента), исключаются вековые вариации геомагнитного поля (H_{base}) и солнечно-суточная вариация Sq , порожденная ионосферной двухвихревой токовой системой, расположенной в окрестности полуденного меридиана: $D(t) = H(t) - H_{base}(t) - Sq(t)$. Индекс Dst определяется как среднее по долготе возмущение, приведенное к экватору:

$$D_{st}(t) = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 \frac{D_n(t)}{\cos \lambda_n}$$

(λ – долгота обсерватории).

D_{st} -вариация на поверхности Земли создается магнитосферными и ионосферными источниками магнитного поля, а также токами экранировки (скин-эффект), протекающими в проводящей земной коре и препятствующими проникновению внешнего поля внутрь Земли.

Депрессия магнитосферного магнитного поля на поверхности Земли определяется, главным образом (а) кольцевым током, (б) токами хвоста магнитосферы, (в) токами, текущими по магнитопаузе, и (г) продольными токами: $\Delta H = H_{cf} + H_{tail} + H_{ring} + H_{fac}$, см. рис. 9.16. К настоящему времени не предложены стандартные методики, позволяющие однозначно разделить эффекты основных токовых систем, составляющих магнитосферное магнитное поле, опираясь только на измерения. Однако можно их вычислить с помощью современных *динамических моделей*, которые позволяют рассчитать в отдельности поле каждого магнитосферного источника для заданных условий в солнечном ветре.

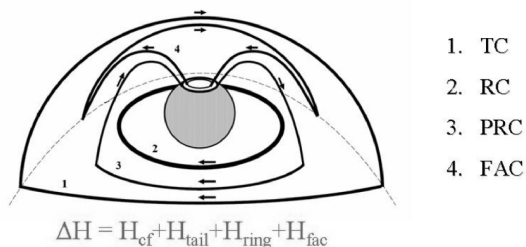


Рис. 9.16. Магнитосферные токовые системы

При анализе бури выделяют три основные фазы ее развития: (1) начальная фаза, (2) главная фаза, и (3) фаза затухания.

Начальная фаза определяется непосредственным воздействием пришедшей за фронтом ударной волны быстрой и плотной плазмы солнечного ветра на магнитосферу: поджатие магнитосферы при усилении динамического давления солнечного ветра сопровождается

усилением токов Чепмена-Ферраро на магнитопаузе и их приближением к Земле. Эти токи производят положительную вариацию северо-южной компоненты магнитного поля в магнитосфере, что проявляется в кратковременном положительном скачке D_{st} на начальной фазе бури.

Вслед за этим наступает главная фаза бури, в которой поле на Земле, наоборот, испытывает значительное ($\sim 1\%$) ослабление. Это определяется возникновением кольцевого тока вокруг Земли на расстоянии нескольких земных радиусов. Носителями тока, как уже сказано, служат энергичные (~ 100 кэВ) ионы, инжектируемые из внешней магнитосферы и ускоряющиеся под действием переменных электрических полей. Эти поля порождаются многочисленными и часто следующими друг за другом сильными суббурями. Причиной такого усиления «суббуревой активности» служат, по-видимому, сильные вариации межпланетного поля, с появлением больших всплесков отрицательной (южной) компоненты поля, следующие за ударной волной. Другая важная причина депрессии поля в главной фазе состоит, как теперь известно, в интенсификации токов геомагнитного хвоста.

В дальнейшем большая отрицательная компонента ММП исчезает и сменяется положительной. Тогда резко ослабляются процессы инжекции частиц в кольцевой ток, происходящие, по-видимому, примерно так же, как во время отдельной суббури. Начинают преобладать процессы потерь частиц из области кольцевого тока и происходит постепенное восстановление спокойного уровня геомагнитного поля.

При анализе магнитной бури часто используется D_{st}^* -индекс – это тот же индекс D_{st} , но скорректированный на давление солнечного ветра; он получается вычитанием из D_{st} эффекта токов на магнитопаузе.

Существующие *динамические модели* представляют магнитное поле в околоземном космическом пространстве как суперпозицию вкладов от крупномасштабных магнитосферных токовых систем. Как модели Цыганенко (T01, T05), так и параболаидная модель A2000, определяют магнитосферное магнитное поле суммой его составляющих, как сказано выше: $\Delta H = H_{cf} + H_{tail} + H_{ring} + H_{fac}$. В каждый момент времени определенный набор параметров определяет «мгновенное» состояние магнитосферы, а динамика магнитосферы может быть представлена как последовательность таких состояний. (Конечно, такое представление имеет ограничения со стороны малых характерных времен. Здесь исключаются быстрые переходные процессы. Там, где они существенны, нельзя описывать динамику как

последовательность таких состояний, в каждом из которых электромагнитные поля *квазистационарны*. На самом деле, в плазменной системе, какой является магнитосферно-ионосферная система, наряду со «сторонними» токами указанных четырех типов, магнитное поле от которых в каждой точке и в каждый момент рассчитывается по закону Био–Савара, могут существовать нестационарные сильные *индуцированные* токи – токи, принадлежащие (вообще говоря сильным, нелинейным) гидромагнитным возмущениям. Их магнитным эффектом при таком подходе приходится пренебрегать.) Поскольку разные источники магнитосферного магнитного поля изменяются с собственным характерным временем, каждый источник будет демонстрировать свою собственную динамику во время магнитосферных возмущений. По определению, D_{st} -индекс характеризует изменчивость глобального магнитного поля и содержит вклады от аксиально-симметричной части магнитосферных токовых систем: токов на магнитопаузе, кольцевого тока и токов хвоста магнитосферы. Соотношение между вкладами этих токовых систем в D_{st} на разных фазах магнитной бури может характеризовать их относительную динамику во время магнитосферных возмущений.

Каждая из выделенных четырех токовых систем считается «сторонним» током. Вне областей их протекания магнитное поле потенциально: $\text{rot}\mathbf{B} = 0$, и может быть описано скалярным потенциалом $\mathbf{B} = -\nabla\varphi$, так что уравнения поля сводятся к уравнению Лапласа $\Delta\varphi = 0$.

9.2.2. Динамическая параболоидная модель магнитосферного магнитного поля

Параболоидная модель A2000 основана на аналитическом решении уравнения Лапласа для каждой крупномасштабной токовой системы с граничным условием на магнитопаузе, которая аппроксимируется параболоидом вращения.

Входными параметрами модели являются: угол наклона геомагнитного диполя ψ , расстояние до подсолнечной точки на магнитопаузе R_1 , расстояние от Земли до переднего края токового слоя хвоста R_2 , магнитный поток через доли хвоста Φ , магнитное поле кольцевого тока в центре Земли b_r , максимальная интенсивность продольных токов зоны I, I_{\parallel} . Эти параметры могут быть определены из наблюдательных данных: параметров солнечного ветра, ММП, и геомагнитных индексов.

Таким образом, магнитное поле магнитосферных токов представляется в виде следующей функции указанных параметров:

$$B_2 = B_{sd}(\psi, R_1) + B_t(\psi, R_1, R_2, \Phi) + B_r(\psi, b_r) + B_{sr}(\psi, R_1, b_r) + B_{fac}(I_{\parallel})$$

где

B_{sd} – поле токов на магнитопаузе;

B_t – поле геомагнитного хвоста;

B_r – поле кольцевого тока;

B_{sr} – поле токов на магнитопаузе, экранирующих кольцевой ток;

B_{fac} – поле продольных токов.

Параболоидная модель имеет трехуровневую структуру: в каждый момент времени эмпирические параметры (1) определяют параметры магнитосферных токовых систем (2), которые в свою очередь характеризуют мгновенное состояние магнитосферы (3). Динамика магнитосферы представляется как последовательность таких состояний.

Для вычисления входных параметров модели используются так называемые субмодели, которые связывают параметры модели с величинами, определяемыми экспериментально.

Расстояние до подсолнечной точки на магнитопаузе – один из самых важных параметров. Его изменения при внезапных скачках динамического давления солнечного ветра приводят к значительным вариациям магнитосферного магнитного поля. Так, поджатие дневной магнитопаузы до $7 R_E$ во время магнитной бури 23-27 ноября 1986 г. привело к трехкратному увеличению вклада токов Чепмена-Ферраро в D_{st} . Уменьшение площади экваториальной внутренней магнитосферы между магнитопаузой и передним краем токового слоя хвоста магнитосферы приводит к сжатию пучка уходящих в ночную магнитосферу магнитных силовых линий токовой системы хвоста и, следовательно, к усилению вклада этой токовой системы в магнитное поле во внутренней магнитосфере.

Размер магнитосферы определяется в первую очередь динамическим давлением солнечного ветра. Экспериментальные данные свидетельствуют также о влиянии южной компоненты межпланетного магнитного поля: подсолнечная точка для случая южного ММП в среднем на $1 R_E$ ближе к Земле, чем для северного. В настоящее время существует ряд моделей, описывающих форму и размер магнитопаузы в зависимости от давления солнечного ветра и B_z - компоненты межпланетного магнитного поля. В основе всех

моделей лежит аппроксимация массива данных пересечений космическими аппаратами магнитопаузы поверхностью выбранной формы, см. пример на рис. 9.17.

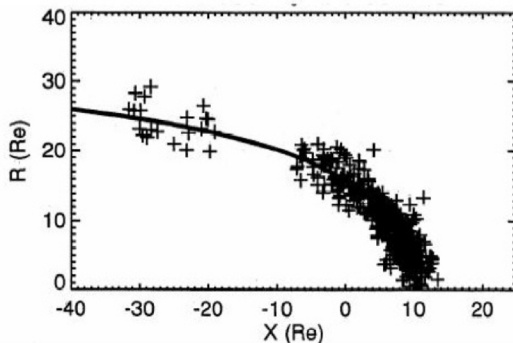


Рис. 9.17. Модель A2000: Расстояние до подсолнечной точки на магнитопаузе

$$R_1 = \left\{ 10.22 + 1.29 \operatorname{tg} \left[0.184 (B_z + 8.14) \right] \right\} (nv^2)^{-\frac{1}{6.6}} \quad (\text{Shue, 1998})$$

Расстояние до переднего края токового слоя геомагнитного хвоста определяется как проекция приэкваториальной границы полярного овала в полночь. Это расстояние в модели, при $D_{st} < -10$ нТл, представляется формулой

$$R_2 = 1 / \cos^2 \varphi_k; \quad \varphi_k = 74.9 - 8.6 \log_{10} (-D_{st})$$

(где геомагнитная широта φ_k выражена в градусах).

Магнитный поток через доли геомагнитного хвоста складывается из магнитного потока, связанного с медленной, адиабатической эволюцией геомагнитного хвоста, и магнитного потока, связанного с развитием суббуревой активности в магнитосфере:

$$\begin{aligned} \Phi_{\infty} &= \Phi_0 + \Phi_s; \\ \Phi_0 &= 3.7 \cdot 10^8 \text{ Вб}; \\ \Phi_s &= -AL \frac{\pi R_1^2}{14} \sqrt{\frac{2R_2}{R_1} + 1}. \end{aligned}$$

Для вычисления магнитного поля кольцевого тока в центре Земли может быть использовано полученное выше уравнение Десслера – Паркера – Скопке (9.1), которое связывает амплитуду магнитного возмущения с полной энергией E захваченных частиц кольцевого тока.

Для описания эволюции возмущения во времени используется так называемая модель Бартона,

$$\frac{db_r}{dt} = F(E) - \frac{b_r}{\tau};$$

$$F(E) = \begin{cases} d(E_y - 0.5) & \text{при } E_y > 0.5 \text{ В/м} \\ 0 & \text{при } E_y < 0.5 \text{ В/м} \end{cases}$$

которая представляет процесс развития кольцевого тока как результат инжекции, описываемой функцией $F(E)$, и последующей диссипации, описываемой членом b_r / τ .

Функция инжекции $F(E)$ определяется через компоненту электрического поля солнечного ветра $E_y = -VB_z$, направленную с утра на вечер, d – коэффициент амплитуды инжекции.

Покажем на примерах, что дает численная динамическая магнитосферная модель для описания магнитной бури. На рис. 9.18 приведены рассчитанные вклады разных источников в магнитную вариацию D_{st} для двух магнитных бурь. На верхних рисунках представлены вклады в D_{st} токов на магнитопаузе (зеленая кривая), кольцевого тока (красная кривая) и токов хвоста магнитосферы (синяя кривая) для магнитных бурь 25-26 июня, 1998 г. (слева) и 21-23 октября 1999 г. (справа), рассчитанные с использованием параболоидной модели.

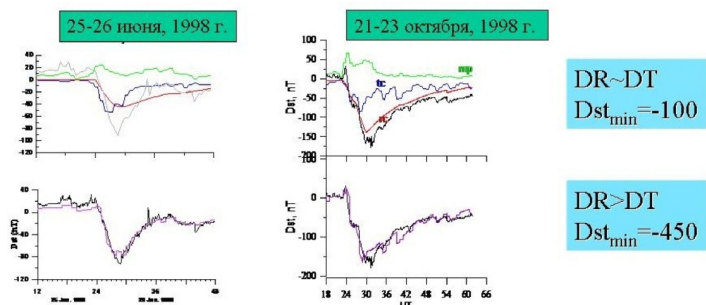


Рис. 9.18. Магнитные бури 25-26 июня 1998 г. и 21-23 октября 1999 г.: источники D_{st} .

Токовый слой геомагнитного хвоста дает сопоставимый с кольцевым током вклад в D_{st} для бурь средней интенсивности ($|D_{st}| \sim 100 - 200$ нТл), в то время как для мощных бурь кольцевой ток становится доминирующим источником D_{st} . Усиление токов хвоста,

как правило, начинается до развития кольцевого тока, на начальной стадии бури. Вариации токов хвоста связаны с суббуревой активностью и описывают быстрые изменения профиля D_{st} . Кольцевой ток вносит определяющий вклад в D_{st} во время мощных бурь и определяет поведение магнитосферного поля на фазе восстановления бури.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Акасофу С., Чепмен С. Солнечно-земная физика, т. 1,2. М.: Мир, 1974, 1975.
- Альвен Г., Фельтхаммер К.-Г. Космическая электродинамика. М.: Мир, 1967.
- Брандт Дж. Солнечный ветер. «Мир», М., 1973.
- Брюнелли Б.Е., А.А.Намгаладзе. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988.
- Паркер Е.Н. Динамические процессы в межпланетной среде. «Мир», М., 1965.
- Пикельнер С.Б. Основы космической электродинамики. М.: Наука, 1966.
- Плазменная гелиогеофизика, т. 1-2. Под ред. Л.М. Зеленого и И.С. Веселовского. М. Физматлит, 2008.
- Плазменные процессы в солнечной системе. Под ред. Р.З.Сагдеева. ИНТ ВИНТИ, сер. Исследования космического пространства, т. 28. М., 1988.
- Редерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М.: Мир, 1972.
- Тверской Б.А. Динамика радиационных поясов. М.: Наука, 1968.
- Физика авроральных явлений. Под ред. Б.Е.Брюнелли и В.Б.Ляцкого. Л.: Наука, 1988.
- Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. М., Атомиздат, 1964.
- Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. М.: Мир, 1976.
- Шабанский В.П. Явления в околоземном космическом пространстве. М.: Наука, 1972.
- Шабанский В.П., Веселовский И.С., Кропоткин А.П. Физика межпланетного и околоземного пространства. М.: Изд-во МГУ, 1981.
- Introduction to Space Physics. Ed. by M.G. Kivelson and C.T. Russell. Cambridge University Press, 1995.