МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»

**В. М. Журавлев**

# Физика околоземного космического пространства

Электронный конспект лекций

САМАРА

2010

Автор: ЖУРАВЛЕВ Виктор Михайлович

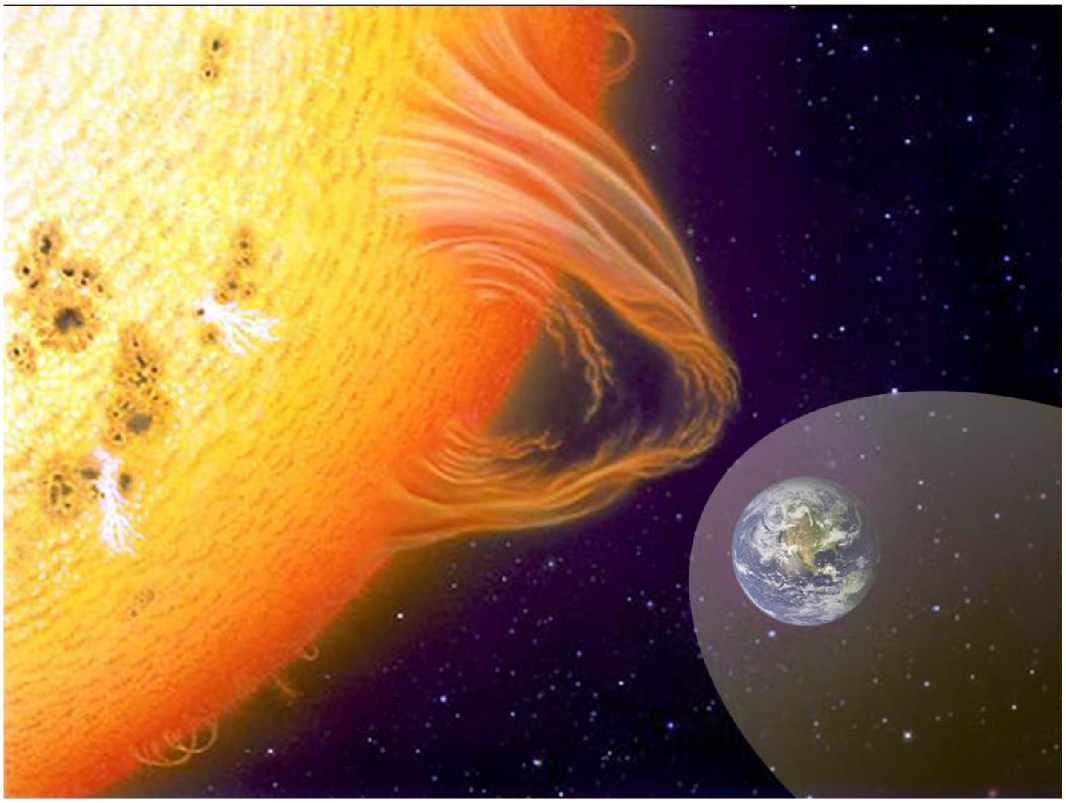
В конспекте лекций по курсу физики околоземного космического пространства рассматриваются вопросы Солнечно-Земных связей, магнитосфера Земли, космические лучи. В краткой форме рассматриваются вопросы обработки спутниковой информации.
Конспект лекций предназначен для магистрантов, обучающихся по магистерской программе «Космические информационные системы и наноспутники. Навигация и дистанционное зондирование» по направлению 010900.68 «Прикладные математика и физика».
Конспект лекций разработан на межвузовской кафедре космических исследований.

© Самарский государственный
аэрокосмический университет, 2010

В.М. Журавлев

# Физика околоземного космического пространства

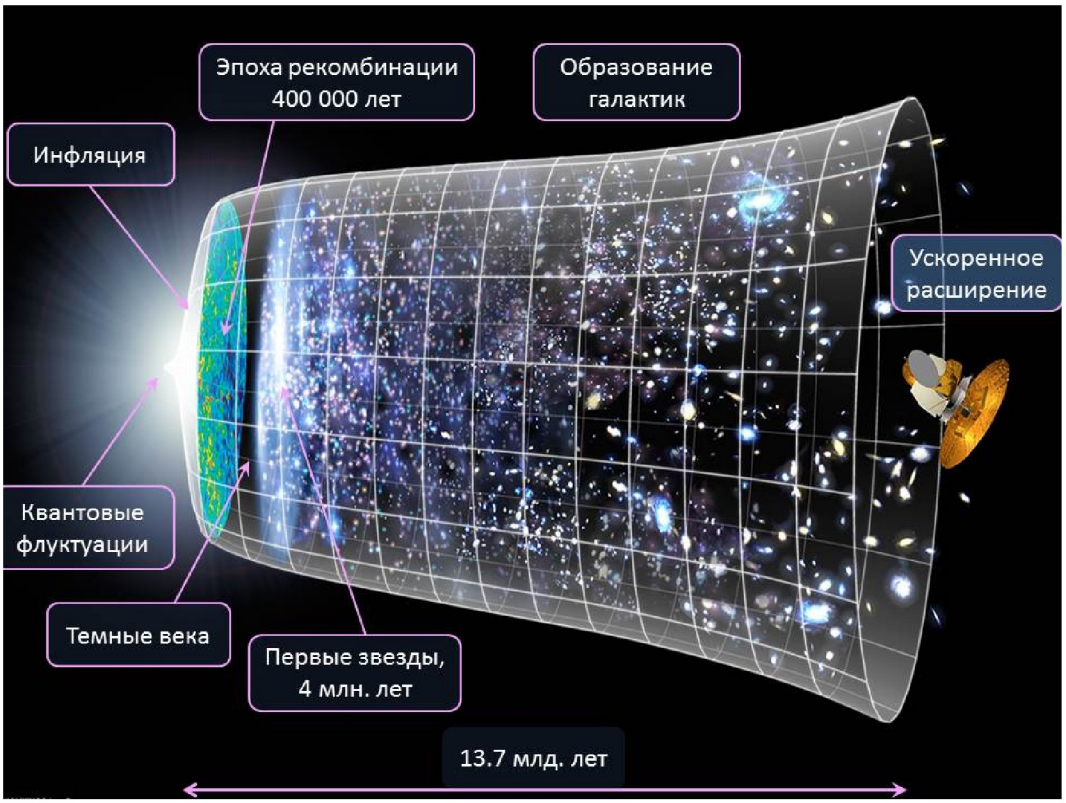
## Курс лекций



Р.Декарт “Объясните значение слов - и Вы избавите мир от половины его заблуждений”

# Глава 1

# Вселенная



# 1 Лекция 1. Где находится Земля?

Зачем вообще изучать околоземное космическое пространство, Солнце, планеты Солнечной системы, звезды, Млечный путь, другие галактики и, наконец, всю Вселенную - видимую и невидимую? Наверное, Вы слышали знаменитые изречения известных физиков, подобные шутливому изречению академика Льва Андреевича Арцимовича - "Наука — лучший способ удовлетворения личного любопытства за государственный счёт". Хотя иногда деятельность ученых выглядит именно так, особенно тех, кто занимается математикой или изучением удаленных галактик и звезд, однако такое суждение совершенно не соответствует истинному положению дел. Мы вынуждены постоянно изучать весь окружающий мир - видимый и невидимый, поскольку это является залогом нашего выживания как вида. Мир огромен и случаен. Поэтому откуда придет опасность - неизвестно.

Примеров тому много. Особенно в Космосе. Мы живем благодаря Солнцу, которое уже примерно 4,5 миллиарда лет обогревает Землю своим теплом. Это создало предпосылки для возникновения и поддержания жизни на Земле. Однако Солнце, хотя и является маленькой звездой - карликом, тем не менее энергетика процессов, которые происходят внутри него и на ее поверхности настолько велика, что может легко уничтожить жизнь на нашей планете, или поставить ее в очень тяжелые условия. Вспышки на Солнце порождают мощные потоки излучений - ультрафиолетового, рентгеновского, гамма-излучения, а также потоки заряженных частиц различной природы - в основном электроны и протоны. Эти излучения, достигнув Земли, способны уничтожить все живое очень быстро. Этому препятствует магнитосфера и атмосфера Земли. Об этих объектах мы поговорим в наших лекциях. Однако угрозы Земле и всему живому на нашей планете этим не исчерпываются.

Земля образовалась вместе с Солнечной системой не одна, а в сочетании с другими планетами, а так же "планетками астероидами и планетоидами и другими объектами, например, кометами. От прошлого грандиозного строительства в Солнечной системе осталось достаточно много мусора, который разбросан по Солнечной системе неравномерно и весьма случайно. Это и астероиды, и кометы, и метеориты разных размеров, и что не менее важно, эти объекты имеют различные скорости движения по отношению к Земле. Наиболее опасны кометы, которые движутся с огромными скоростями вследствие сильной эллиптичности их орбит. Падение даже относительно небольшой кометы или ее обломков на Землю грозит страшными катастрофами. Примером может служить глобальное вымирание видов на Земле в конце мелового периода около 65 миллионов лет назад, частью которого стало вымирание динозавров. Одной из наиболее распространенных гипотез о причинах этого вымирания явилась гипотеза падения крупного астероида или кометы в районе нынешнего полуострова Юкатан на севере

Южной Америки.

Однако, хотя и этих угроз уже достаточно, в XX веке с развитием астрономии и астрофизики, а затем и космологии, стало ясно, что угроз гораздо больше, чем могли себе представить жители Земли еще в XIX веке. В XX веке на основе новых открытий в физике астрономы получили новые мощные средства наблюдения за звездами, а затем и галактиками. В результате были сделаны новые важнейшие открытия. Одно из них заключалось в том, что звезды, которые нам кажутся яркими искрами на звездном небе, неизменными и вечными, оказываются имеют свою изменчивую судьбу. Они рождаются, живут, проходя множество фаз и трансформаций, а затем умирают, иногда сравнительно тихо, а иногда в виде колоссальных взрывов, оповещая Вселенную о своей гибели гигантским выбросом энергии и материи. Это, так называемые взрывы сверхновых. Чем больше масса звезды, тем короче ее жизнь и тем больше энергии, материи и вещества она способна выбросить в момент своей смерти.

Можно задаться вопросом - каким образом могла возникнуть жизнь на Земле, если наше Солнца состоит на 74% процента из водорода, 24% - из гелия и всего лишь на 2% из всего остального? Действительно, окружающий нас на Земле мир состоит в основном не из водорода и гелия. Мы сами состоим из воды и углеводородов, а некоторые тяжелые элементы, такие как железо, играют очень важную роль в поддержании нашей жизни. Откуда все это взялось? Ведь, не будь в достаточном количестве на Земле кислорода (вода!), углерода (аминокислоты!), железа и хрома (гемоглобин и хлорофилл!), то жизнь в нынешнем ее виде не могла бы возникнуть. Этот вопрос был поставлен в XX веке, и в этом же веке был дан общий ответ на него. Тяжелые элементы рождаются в звездах, в течении их “спокойной” эволюции. Но очень тяжелые элементы, тяжелее железа, рождаются во время взрывов сверхновых. Именно гибель тяжелых звезд обогащает космическое пространство тяжелыми элементами, которые становятся кирпичиками жизни, в том числе и на нашей планете. Поэтому прежде, чем жизнь могла возникнуть вблизи Солнца, наша звезда должна была, совершая танец вокруг центра нашей Галактики - Млечного пути, за несколько миллиардов лет собрать достаточно материала для жизни, проходя через облака, появившиеся в результате взрывов сверхновых. Конечно, этому помогло то обстоятельство, что наше Солнце является звездой третьего поколения.

Имеется ввиду то, что наша видимая Вселенная, по современным представлениям, возникла около 13.7 миллиарда лет назад.

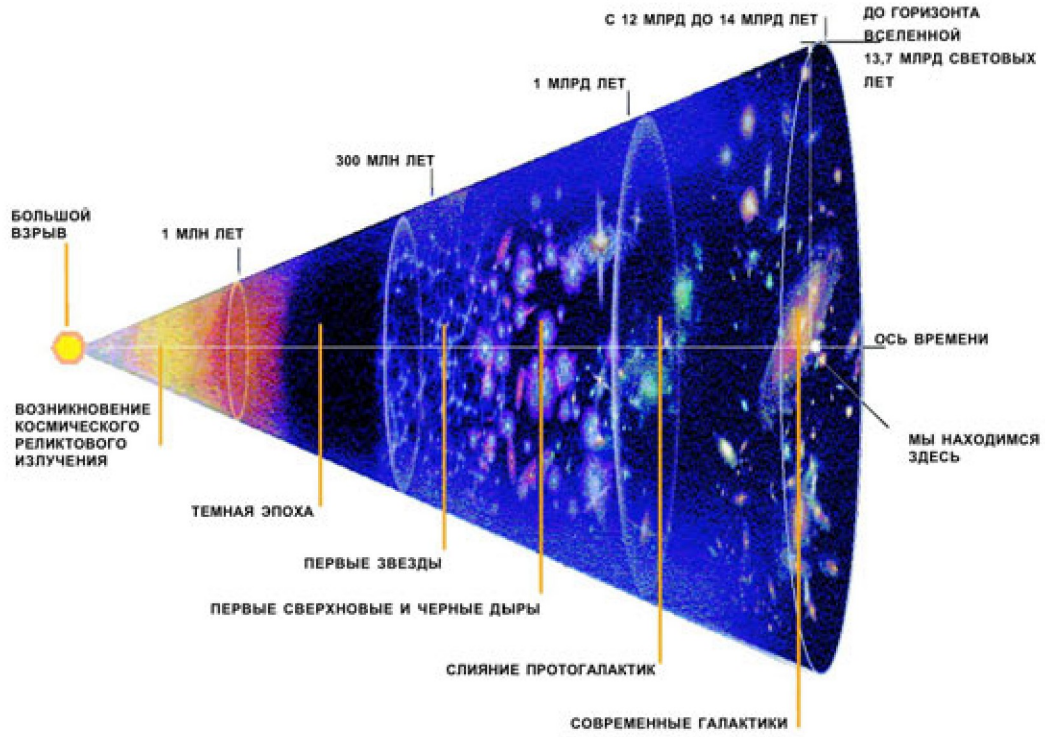



Рис. I-1-1. Схематическое изображение развития Вселенной. [1]

Вселенная родилась во время Большого взрыва. Она быстро расширилась до размеров, которые мы не способны охватить нашим воображением. Спустя несколько минут после этого взрыва стало образовываться обычное вещество - нейтральные атомы, в основном водорода, немного дейтерия, гелия и других легких элементов. Спустя несколько миллионов лет вещество сгустилось в первичные галактики, и в них началось образование массивных водородных звезд. Эти первые гиганты просуществовали недолго - всего несколько десятков или сотен миллионов лет - и стали взрываться, выбрасывая в пространство тяжелые элементы - строительный материал для новых, еще не родившихся звезд. Спустя несколько миллиардов лет из этого вещества стали образовываться звезды второго поколения, а спустя еще несколько миллиардов лет появились звезды третьего поколения. Так 4.5 миллиарда лет назад, всего около 9 миллиардов лет после Большого взрыва, появилось наше Солнце. А спустя еще три миллиарда лет появились первые признаки жизни на Земле, а, возможно, и на Марсе.

[1] Л. Ксанфомалити. Темная Вселенная. Сюрприз космологии к 100-летию открытия Эйнштейна. Наука и жизнь, N5, 2005

Эта замечательная история рождения нашего Солнца, а затем и нас, выглядит доброй сказкой. Жизнь, на самом деле, процесс не столь приятный и светлый. Взрывы сверхновых порождают такие мощные потоки излучения и заряженных частиц, что другие, недалеко расположенные от них звезды и их звездные системы испытывают ужасные удары. Эти потоки излучения, могут частично лишить планету ее верхней атмосферы, если она находится всего в нескольких световых годах от сверхновой. Для более удаленных планет лучи будут пронизывать атмосферу, разрушая сложные органические молекулы. В результате жизнь на таких планетах может внезапно оборваться внезапно. Поэтому сверхновые, создавая условия для возникновения жизни, могут ее легко погубить. Связано ли это как-то с нашим положением в Галактике? Оказывается связано и самым прямым образом!

## 1.1 Вселенная, Млечный путь, Солнечная система, Планета N3

Наблюдаемая Вселенная огромна. Условия в ней очень разнообразны. Поэтому, чтобы понять насколько нам повезло с местоположением в ней, его надо как-то определить. На Вселенском уровне наш адрес может выглядеть примерно так:

`Вселенная, Скопление галактик Девы, галактика Млечный путь, система звезды Солнце, планета Земля и т.д.`

Основными структурными элементами Вселенной - ее домами, являются галактики. Галактики образуют улицы, площади, микрорайоны и пустыри, которые называются войдами (“пустотами”).

Заполненные достаточно густо галактиками микрорайоны Вселенной называются скоплениями галактик. Они бывают очень плотные и достаточно разреженные. Наш дом - галактика Млечный путь- принадлежит очень большому скоплению, центр которого расположен в созвездии Девы. В отличие от домов на Земле галактики все время движутся. Их заставляет двигаться сила тяготения - сила, которая движет мирами. Эта сила заставляет галактики сближаться и сталкиваться. Путь нашей галактики во Вселенной направлен в сторону центра скопления Девы. Спустя много миллиардов лет наша Галактика, или точнее, то, во что она превратится к тому времени, прибудет к пункту своего назначения в этом скоплении. Однако одновременно в ту сторону направляемся не только мы, но и наши соседи по местному переулку (местному скоплению галактик). Одной из наших соседок является галактика в созвездии Андромеда - галактика Андромеда. Эта галактика в несколько раз массивнее нашей галактики Млечный путь. И поэтому притягивает нас к себе. Наши дома сольются задолго до того, как мы вместе уже прибудем к центральным областям скопления Девы.



Рис. I-1-2. Галактика Андромеда. [2]

Расположение в окружающем нас пространстве улиц, площадей и пустырей можно себе представить с помощью Рис. I-3, на котором изображено свечение материи в больших масштабах, полученное со спутника NASA “WIMAP”.

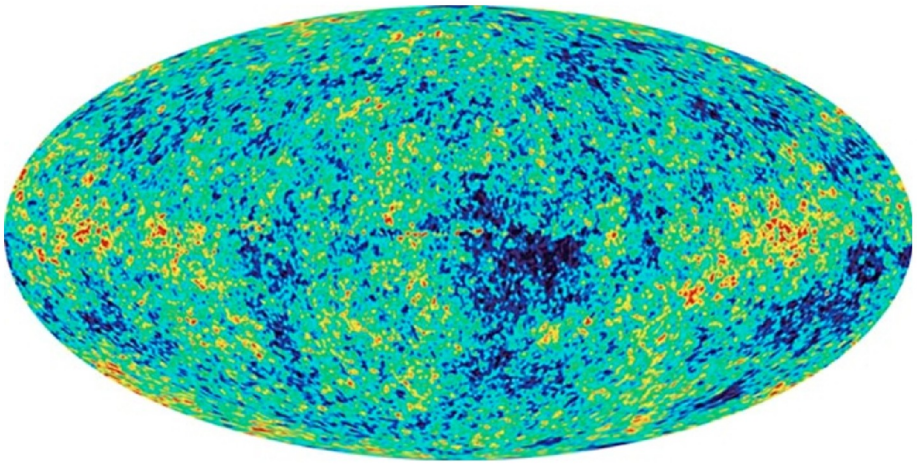


Рис. I-1-3. Данные эксперимента WIMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe). [3]

[2] http://www.astronet.ru/db/msg/1210528/m31_gendler_Nmosaic1.jpg.html
[3] http://map.gsfc.nasa.gov/

## Галактики

Сами дома - галактики могут быть устроены по разному. Их строение также может создавать условия для жизни или, наоборот, препятствовать ей. На рис. I-4 приведена классификация галактик, предложенная Эдвином Хабблом. В этой классификации галактики делятся на два основных класса.

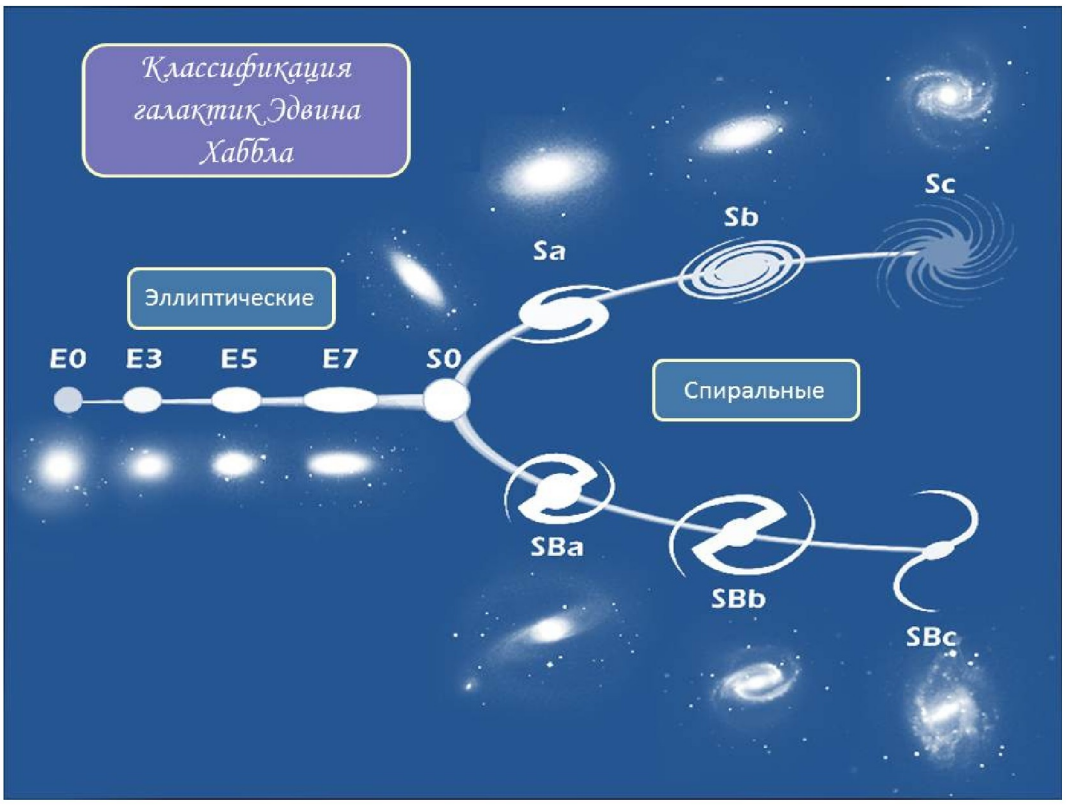



Рис. I-1-4. Классификация галактик по Э. Хабблу.

Эллиптические галактики, обозначенные буквой $E$ : $(E_0, E_3, E_5, E_7)$ и спиральные, обозначенные первой буквой $S$. Спиральные в свою очередь делятся также на два класса - галактики, имеющие перемычку - это $SB_a$, $SB_b$, $SB_c$ и галактики, которые его не имеют - это ($S_0$, $S_a$, $S_b$, $S_c$. В настоящее время в этой классификации выделяют еще один класс неправильные или пекулярные галактики. Эллиптические галактики, как считается в настоящее время, являются более молодыми образованиями, которые появляются в настоящее время при столкновениях галактик. Спиральные галактики

являются продуктом эволюции эллиптических галактик. Неправильные галактики являются прямым продуктом столкновений или взаимодействий отдельных галактик или их групп или же появляются вследствие активных процессов, происходящих в ядрах этих галактик. Эллиптические галактики и, тем более неправильные, содержат много активных объектов, разогретого газа и пыли, что порождает существенные радиационные потоки от вновь возникающих звезд и взрывов сверхновых, которые возникают в конце быстрой эволюции множества массивных звезд, которые порождаются ударными волнами в газе и пыли. Поэтому в окрестностях звезд, подобных нашему Солнцу, где возможно появление жизни, чаще всего существуют мощные потоки заряженных частиц и излучений, которые препятствуют появлению стабильных условий, которые позволили бы жизни развиться до сложных форм.

Еще большую угрозу для жизни во Вселенной представляют такие объекты как активные галактики, их ядра и объекты, которые в настоящее время принято называть черными дырами. Такие объекты по невыясненным пока причинам иногда выбрасывают в пространство струи (джеты) - мощные потоки заряженных частиц и гамма-излучения. Такие вспышки, называемые гамма-всплесками, были случайно обнаружены в 60-х годах прошлого века и интенсивно изучаются в настоящее время. Эти гамма-всплески могут уничтожить жизнь сразу в большой части галактики, которая случайно попадет в джет на небольшом удалении от источника. В совокупности все такие источники порождают общий фон космических лучей, который достигает окрестностей Солнца, Земли и даже ее поверхности. Этот фон космических лучей называется галактическими космическими лучами, которые сокращенно называют ГКЛ. Эти лучи вместе с солнечными космическими лучами (СКЛ) порождают все основные процессы в окружающем Землю космическом пространстве. Вот почему важно знать общие сведения о том, как устроена наша Вселенная - "город в котором расположен наш дом - галактика Млечный Путь.

Исходя из этого анализа, можно предполагать, что наиболее благоприятные условия для развития жизни существуют в спокойных спиральных галактиках с небольшими перемычками. Именно к такому классу галактик и принадлежит Млечный Путь.

### Строение Млечного Пути

Наш дом - Млечный Путь устроен подобно множеству спиральных галактик. Это плоский диск диаметром около 100000 св. лет и средней толщиной около 1000 св. лет. В центре спиральных галактик, в том числе и у Млечного пути, имеется шарообразное утолщение, которое называется балджем. Диаметр балджа составляет около 3000 св. лет. Эта часть галактики вращается почти как твердое тело. Рукава спиральной структуры движутся быстрее звезд. Они представляют собой волну уплотнения в диске. Период вращения

такой волны около 50 млн. лет, в то время как наше Солнце делает оборот вокруг центра Галактики за 220-250 млн. лет.

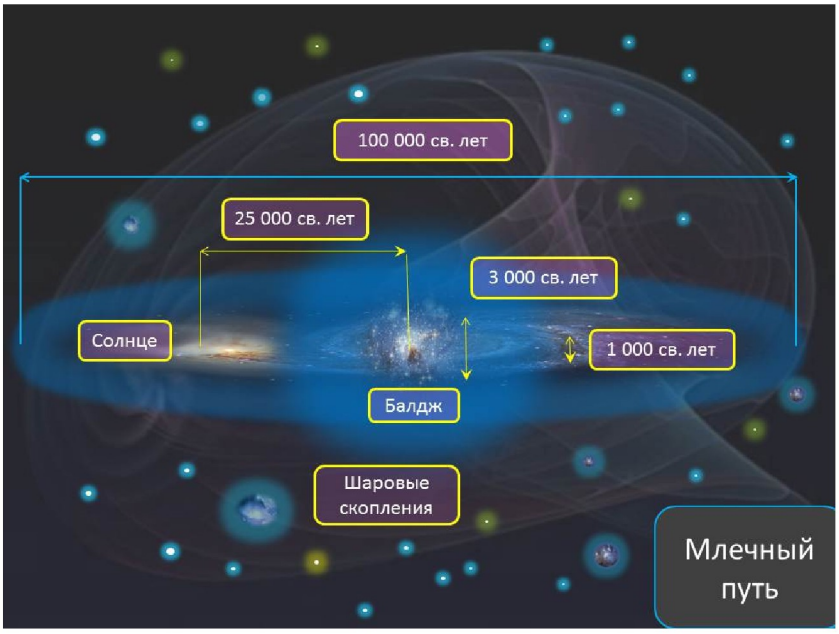



Рис. I-1-5. Структура Млечного пути. Вид с ребра.

### Положение Солнца в Млечном пути

Положение Земли в Космосе определяет свойства ее ближайшего окружения - околоземного космического пространства. Солнце является одной из звезд галактики Млечный путь. Сам Млечный путь мы наблюдаем как светящуюся полосу звезд, пересекающую звездное небо ночью. На Рис. I-1-5 и Рис. I-1-6 отмечено примерное положение Солнца во Млечном пути. Более подробные данные даны в Таблице I-1-1.

| | |
|---|---|
| Среднее расстояние от Земли | $1,496 \cdot 10^{11}$ м (8,31 световых минут) |
| Видимая звёздная величина (m) | - 26,74 |
| Абсолютная звёздная величина | 4,83 |
| Спектральный класс | G2 |
| Расстояние от центра Галактики | $\simeq 2,5 \cdot 10^{20}$ м (26 000 световых лет) |

| | |
|---|---|
| Расстояние от плоскости Галактики | $\simeq 4,6 \cdot 10^{17}$ м (48 световых лет) |
| Галактический период обращения | $\simeq 2,25 - 2,50 \cdot 10^{8}$ лет |
| Скорость | $\simeq 2,2 \cdot 10^{5}$ м/с (на орбите вокруг центра Галактики) 2·104 м/с (относительно соседних звёзд ) |

Таблица I-1-1. Положение Солнца в Галактике.

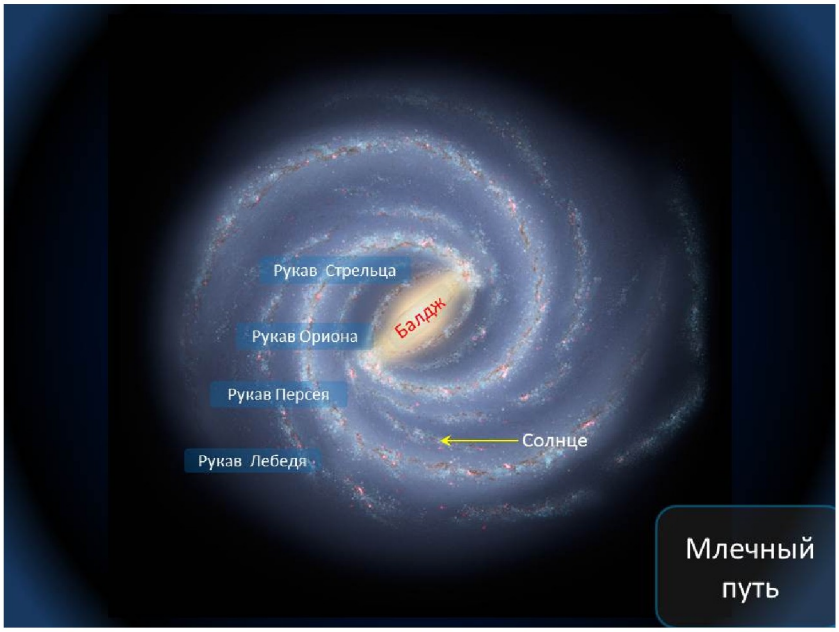



Рис. I-1-6. Структура Млечного пути. Вид сверху.

Земля располагается достаточно далеко от центра Млечного пути и от активных областей, в которых происходит рождение звезд. Ближайшей такой областью является туманность Ориона, которая располагается от нас на расстоянии 6500 св. лет. Это делает относительно безопасным наше существование, поскольку мощные потоки радиации и жесткого электромагнитного излучения от них доходят к нам ослабленными. Вместе с тем это не избавляет нас от опасных соседей - массивных звезд, взрыв которых может уничтожить нас. Примером такой звезды может служить звезда Бетельгейзе, которая

располагается от нас на расстоянии 650 св. лет. Это массивная звезда, находящаяся в конце своей эволюции. Диаметр этой звезды - красного гиганта по величине равен диаметру орбиты Юпитера. Взрыв этой звезды может вызвать мощнейшие потоки радиации в окрестности Солнца, которые могут привести к потери Землей озонового слоя и увеличение потока ультрафиолетового излучения Солнца на поверхности Земли до смертельного уровня.

# 2 Лекция 2. Что такое звезды?

## 2.1 Наблюдательные характеристики звезд

### Фотометрические характеристики звезд

Звезды удалены от нас на расстояния во много раз превышающие их собственные размеры и даже размеры их планетных систем, если они у них существуют. Поэтому звезды при наблюдении с Земли выглядят как светящиеся точки, и вся доступная прямая информация о них может быть извлечена только из изучения характеристик электромагнитного излучения в различных спектральных диапазонах, начиная от миллиметрового СВЧ излучения до рентгеновского и $\gamma$-излучений. Основными характеристиками электромагнитного излучения, которые позволяют получать полезную информацию о физической природе звезд, их структуре и динамике являются следующие:

- видимая и абсолютная звездная величина;
- поток излучения от звезды;
- светимость;
- спектральный класс (цвет);
- спектр.

Для двойных (многокомпонентных) и переменных звезд важную роль играют еще две характеристики излучения. Это кривая блеска и кривая лучевых скоростей.

Рассмотрим каждую из этих характеристик по отдельности.

### Видимая звездная величина

Эта характеристика звезд возникла исторически как первый способ астрономов отличать звезды по их видимому блеску невооруженным глазом. Сами значения видимой звездной величины появились как описательные характеристики сравнения видимого блеска звезды с полной Луной. Положительному значению видимой звездной величины $m$ соответствует число раз в какое полная Луна светит ярче, чем соответствующая звезда. Отрицательным - в какое число раз объект светит ярче полной Луны.

Когда стало возможным (начало XX века) измерять прямой поток излучения от звезды на Земле, то была установлена связь между видимой звездной величиной и потоком излучения от звезды на Земле. Эта связь выражается следующей формулой Погсона

$$\frac{F}{F_\odot} = 2.512^{m-m_\odot}. \tag{1.1}$$

Здесь $F$ - поток излучения, измеряемый в эрг·см$^{-2}$·с, $F_\odot = 1.37 \cdot 10^6$эрг·см$^{-2} \cdot {}^{-1}$ - поток излучения от Солнца, m - видимая звездная величина, $m_\odot = -26.73$ - видимая звездная величина Солнца. К примеру, звезда Сириус - самая яркая звезда земного неба, видимая в южном полушарии, имеет видимую звездную величину $m = -1.6$. Самые тусклые звезды, которые может различить человеческий глаз, имеют видимую звездную величину $m = +5 - 6$. В самый лучший телескоп, находящийся на Земле, можно увидеть звезды с $m = +24$. [4]

| Предельная видимая звездная величина | Примерное количество звезд этой величины | Способы наблюдения |
|---|---|---|
| 1.0<br>2.0<br>3.0<br>4.0<br>5.0 | 10<br>41<br>138<br>357<br>1030 | Видимые невооруженным глазом |
| 6.0<br>7.0<br>8.0<br>10.0<br>15.0<br>20.0 | 3500<br>14 300<br>41 000<br>324 000<br>32 000 000<br>1 000 000 000 | Видимые только в телескоп |
| 21.0<br>25.0 | 2 000 000 000<br>32 000 000 000 | Видимые после большой экспозиции |

**Таб. 1.** . Количество звезд данной видимой звездной величины [5]

[4]Заметим, что формула (1.1) подтверждает известный с начала XX века закон Вебера-Фехнера. Этот закон связывает интенсивность ощущений различных органов чувств человека с интенсивностью внешнего воздействия. Закон гласит: интенсивность ощущения пропорциональна логарифму внешнего воздействия. В нашем случае ощущение это видимая звездная величина m, а интенсивность внешнего воздействия - поток излучения: $m \sim logF$.

[5]Данные взяты из [2]

### Абсолютная звездная величина и светимость звезды

Из простых физических соображений ясно, что видимая звездная величина содержит информацию о двух других физических величинах, которую невозможно разделить, имея данные только о видимой звездной величине. Действительно, предполагая, что с единицы площади поверхности звезды за 1 с излучается энергия $F_0$, а сама звезда имеет радиус $R$ и удалена от нас на расстояние $r$, получаем, что поток излучения в приемнике на Земле будет равен

$$F = \frac{F_0 4\pi R^2}{4\pi r^2}. \tag{1.2}$$

Величина $L = F_0 4\pi R^2$ называется **светимостью** *звезды и представляет полное количество энергии, которое звезда излучает в пространство за 1 с*. Светимость Солнца $L_\odot = 3.8 \cdot 10^{33}$ эрг/с В формулу (1.2) входит кроме светимости $L$ и расстояние $r$ от Земли до звезды. Обе эти характеристики очень важны для физики звезд, но, к сожалению, для большинства звезд в Галактике расстояние не известно и, поэтому , светимость звезды также не известна. Однако, для того, чтобы, привлекая косвенную информацию о светимости (иногда это удается сделать), можно было бы оперировать вместо нее величиной, аналогичной видимой звездной величине, вводят понятие абсолютной звездной величины $M$. Абсолютная звездная величина определяется как видимая звездная величина звезды, если бы она находилась на расстоянии 10 пс от Земли. Если измерять расстояние от Земли до звезды в парсеках (пс), то формула, связывающая абсолютную и видимую звездную величину будет иметь вид:

$$M = m + 5 - 5\log r + A.$$

| Наименование звезды | Абс. звездная величина | Масса звезды в отношении к $M_\odot$ |
|---|---|---|
| Капелла | -0.2 | 4.2 |
| Спутник Капеллы | +0.1 | 3.3 |
| Сириус | +1.3 | 2.5 |
| $\alpha$ Центавра | +4.7 | 1.1 |
| Спутник $\eta$ Большой Медведицы | +5.7 | 0.7 |
| Спутник $\eta$ Волопаса | +7.8 | 0.5 |
| Спутник $\beta$ 416 | +9.2 | 0.3 |
| Спутник $\sigma$ Эридана | +12.9 | 0.2 |
| Спутник $\eta$ Скорпиона | +13.4 | 0.18 |

**Таб. 2.** . Зависимость абсолютной звездной величины от массы звезды. [6]

[6] Данные взяты из книги Томилин А.Н. Небо Земли. М: Изд. "Детская литература 1974 г. [2]

### Цвет звезды

Для описания физических процессов, происходящих в звездах и в их поверхностных слоях, необходимо иметь представление о температуре поверхности звезды и о том, как температура меняется с расстоянием слоев звезды от поверхности в направлении к ее центру. Такую информацию можно получить, изучая спектр излучения звезд.

Наиболее важным физическим законом, который позволяет связать наблюдаемый спектр звезды с температурой ее поверхности, является закон излучения абсолютно черного тела, открытый Планком в 1900 году. Само это событие ознаменовало начало новой эпохи в физике - эпохи квантовых законов. Смысл закона Планка состоит в том, что излучение, находящееся в тепловом равновесии с веществом при условии, что и излучение, и вещество находятся в термостате (такая система исторически называется "абсолютно черным телом") при температуре $T$, имеет частотный спектр, форма которого задается формулой Планка:

$$\rho(\omega) = \frac{8\pi\hbar\omega^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \tag{1.3}$$

Согласно формуле Планка максимум излучения абсолютно черного тела, имеющего температуру $T$, находится из уравнения

$$\left(1 - \frac{\hbar\omega}{3kT}\right) e^{\hbar\omega/kT} = 1.$$

Как следует из этого соотношения, при различной температуре в спектре излучения черного тела будет преобладать одна из частот излучения, которая нашим зрением воспринимается как цвет такого объекта. Сравнивая это с тем, что мы видим, когда смотрим на звезды различного цвета, можно сказать, что эти различия в цвете порождаются различной температурой вещества звезд.

Использование соотношения (1.3) для звезд основано на факте, что звезды в некотором смысле могут рассматриваться как абсолютно черные тела. Действительно, как уже отмечалось выше, абсолютно черное тело - это система, состоящая из излучения и вещества, находящихся в тепловом равновесии. Если подсчитать время, за которое фотон, излученный в центре Солнца в результате термоядерных процессов, достигает поверхности Солнца и при этом учитывать все его поглощения и переизлучения, то это время окажется парадоксально большим - около 30 000 лет. Это связано с тем, что горячее вещество не прозрачно для электромагнитного излучения и чем выше температура, тем его непрозрачность выше. Поэтому, излучение в каждом слое звезды находится в равновесии с веществом даже при том условии, что его температура меняется от слоя к слою. Удаленный наблюдатель видит излучение, исходящее от приповерхностных слоев звезды (фотосфер), но само излучение порождается более глубокими слоями.

Поэтому реальный спектр отклоняется от равновесного, соответствующего равновесному излучению с температурой поверхности звезды. Поскольку фотосфера содержит гораздо более холодное вещество, чем внутренние слои, то в спектре появляются линии поглощения, соответствующие химическим элементам или веществам в фотосфере. Для Солнца длина волны, соответствующая максимуму спектра излучения в видимом оптическом диапазоне, равна 555 нм (см. Рис. II-3-1). Это частота видимого зеленого света. [7]

Таким образом, пользуясь приведенными методами, звезды можно различать по их цвету и сопоставлять цвету определенную "среднюю"температуру звезды. Исторически сложилась специальная шкала цвета для звезд, называемая спектральным классом звезды. Спектральные классы обозначаются буквами латинского алфавита. Самым горячим звездам соответствует класс O. Затем идут классы B, A, F, G, K, M. В последствие к этим классам были добавлены классы R и N. Запомнить последовательность спектральных классов можно без труда, пользуясь аббревиатурой слов фразы: "Один бритый англичанин финики жевал как морковь". На английском языке есть другая фраза: "O be a fine girl. Kiss me right now". Солнце относится к спектральному классу G. В настоящее время деление на 9 классов по цвету оказывается слишком грубым. Поэтому каждый класс делится на десять подклассов. Каждому из подклассов соответствует числовой номер от 0 до 9. Солнце в рамках этого уточненного деления соответствует классу G2.

В начале XX века уже имелась возможность для ряда ближайших звезд установить по косвенным данным расстояние от них до Земли и, следовательно, вычислить их светимость, и одновременно измерить их цвет - частоту максимума спектральной плотности. В результате удалось построить диаграмму, которая носит имена ее первых создателей, диаграммы Герцпшрунга-Рассела - диаграммы цвет-светимость. Это была одна из первых попыток соотнести различные звезды друг с другом на основе объективных данных.

## 2.2 Диаграмма Герцпшрунга-Рассела

Одним из важных достижений астрономии начала XX века было открытие наличия относительно регулярной зависимости цвета или спектрального класса звезды от ее абсолютной звездной величины (или светимости). Эту зависимость удалось обнаружить Герцпшрунгу (датский астроном) и Расселу (американский астроном) с помощью простого приема сведения данных от большого количества звезд на одну общую диаграмму. По

[7] Заметим, что основной спектральный диапазон поступления энергии от Солнца на Землю связан с цветом листьев земных растений. Листья имеют зеленый цвет для того, чтобы отражать наиболее энергетичную спектральную компоненту солнечного света.

оси ординат диаграммы откладывается абсолютная звездная величина, а по оси абсцисс - спектральный класс звезды. Трудность ее построения в начале XX века заключалась в трудности установления расстояния до достаточно большого количества звезд, что необходимо для вычисления абсолютной звездной величины. Оба ученых независимо друг от друга справились с этой задачей и построили диаграмму. Рассел сообщил о своем открытии 13 июня 1913 года [8]. В настоящее время эта диаграмма является одним из важных инструментов определения характеристик звезд с точки зрения прогноза их эволюции.

Диаграмма представлена на Рис.I-2-1 с указанием основных ее элементов в современном виде.

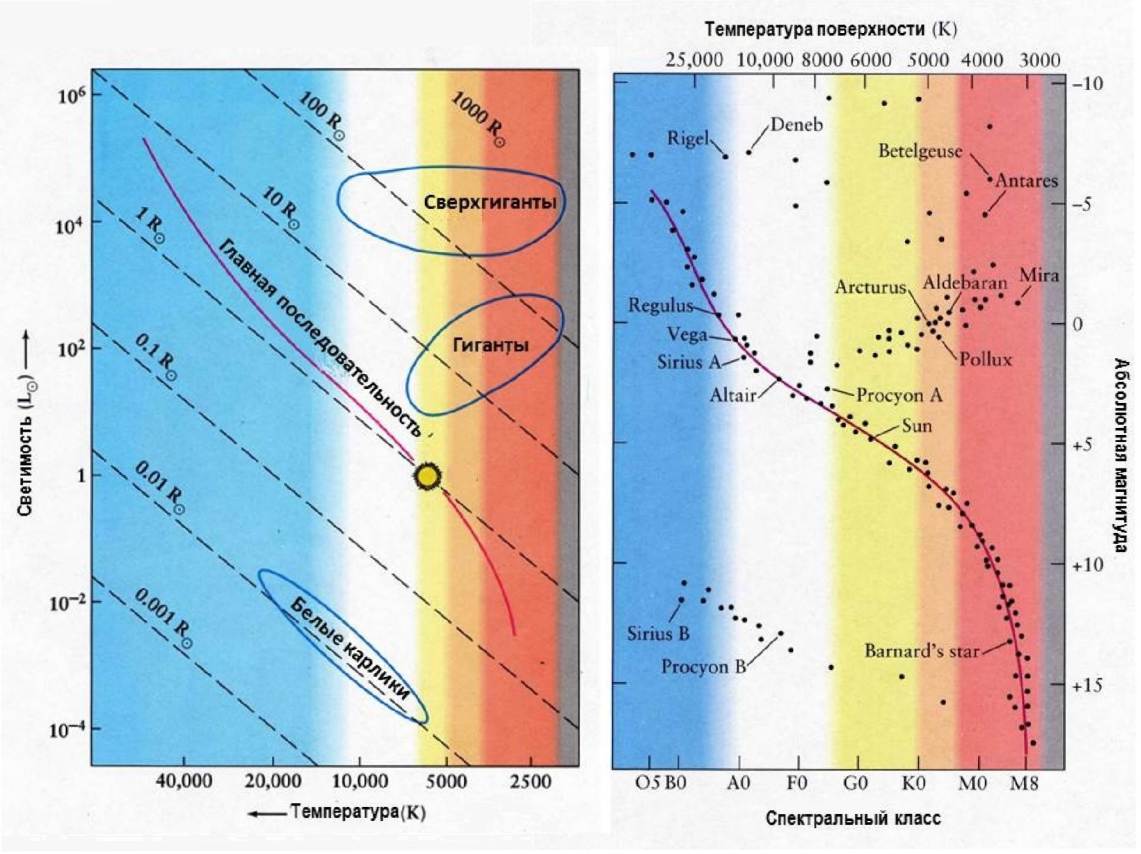



Рис. I-2-1. Диаграмма Герцпшрунга-Рассела. [9]

[8] см. [2]

[9] http://astro.wsu.edu/worthey/astro/html/lec-hr.html

Кроме спектрального класса на диаграмме указан цветовой индекс V-B, связанный с интенсивностью излучения звезды для заданных цветовых фильтров, абсолютная магнитуда или абсолютная звездная величина, поверхностная (эффективная) температура звезды, которая оценивается по излучению в некотором диапазоне спектра.

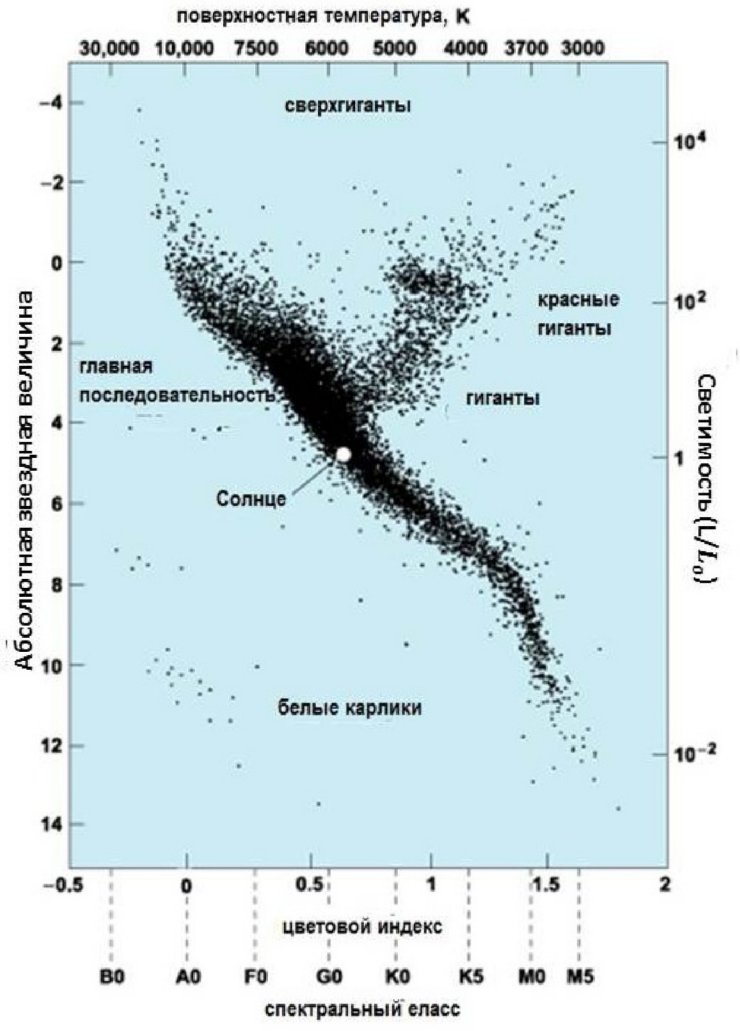



Рис. I-2-2. Диаграмма Герцпшрунга-Рассела 15000 звезд в радиусе 100 парсек (получена с помощью каталога Hipparcose) [10]

[10] http://www.answers.com/topic/hertzsprung-russell-diagram

Как видно из рисунка, диаграмма Герцпшрунга-Рассела содержит три основных объекта: главную последовательность, пересекающую диаграмму из верхнего левого угла в нижний правый, группу звезд ближе к нижнему левому углу - белые карлики, и группу ближе к правому верхнему углу - красные гиганты, гиганты и сверхгиганты. Область главной последовательности соответствует звездам, находящимся на продолжительной (от сотен миллионов до десятков миллиардов лет) устойчивой фазе своей эволюции. В верхней части главной последовательности сосредоточены массивные голубые гиганты и сверхгиганты, эволюция которых протекает быстро. Чем ниже звезда располагается по главной последовательности, тем менее массивной она является. При этом период ее устойчивой эволюции увеличивается. Звезды, находящиеся в области белых карликов - это остатки эволюции звезд, которым не хватило массы для перехода на заключительную стадию - взрыв сверхновой. Кроме этого, в этой области имеются звезды, оказавшиеся выброшенными из многокомпонентных звездных систем при взрыве более массивного компаньона, который перед этим содрал со своего напарника оболочку, оставив гелиевое ядро. Это так называемые звезды Вольфа-Райе. Звезды, находящиеся в области красных гигантов - это начальные области образования звезд, а также достаточно массивные звезды, находящиеся на последних этапах своей устойчивой эволюции, которая сопровождается раздуванием внешней оболочки до гигантских размеров. К таким звездам относится, например, Бетельгейзе, красный гигант, видимый невооруженным глазом в верхнем левом углу красивого созвездия Орион.

Обнаружение регулярной структуры на диаграмме Герцпшрунга-Рассела поставило перед астрономами задачу физического объяснения возникновения такой зависимости, исходя из физических представлений о структуре звезд и их эволюции. Эта задача оказалась сложной и ответ на поставленный вопрос был найден лишь после того, как удалось построить общие модели эволюции звезд на разных стадиях, используя представления о термоядерных источниках энергии звезд, о которых в момент появления диаграммы Герцпшрунга-Рассела астрономы не знали.

## 2.3 Эволюционные классы звезд

### Общие представления об эволюции звезд

Время и характер эволюции звезд зависит от того, находятся ли они в компании других звезд или они являются одиночными звездами. Как сейчас установлено, число звезд, которые входят в состав кратных звездных систем примерно равно половине всех звезд в Галактике. Среди этих кратных систем примерно одна треть имеет три и больше компаньона. Среди этих трех и более кратных звезд примерно 1/4 имеет число компонент равное 4 и больше. И т.д. Как показывает качественный анализ движения звезд в сложных

кратных системах, одни обладают одной общей особенностью. После образования кратной звездной системы в ее центре оказываются две наиболее массивные звезды, а остальные менее массивные выталкиваются на периферию системы и существенной роли на движение массивных двух компонент не оказывают в дальнейшем. Поэтому в большинстве своем кратные системы представлены тесными двойными системами. Эволюция звезд в таких системах разнообразна и сложна по сравнению с эволюцией одиночных звезд. Поэтому начнем изложение с одиночных звезд.

Для одиночных звезд эволюция определяется в основном начальной массой и химическим составом. Большинство рождающихся одиночных звезд являются водородными звездами с очень незначительным количеством других элементов. В этом случае эволюционный путь звезды определяется ее массой, которую звезда приобрела во время своего рождения. На рис. I-2-3 представлена краткая классификация звезд возможных типов эволюции в зависимости от первоначальной массы звезды. Для анализа того, что будет происходить с одиночной звездой важную роль играют два массовых предела. Один называется пределом Чандрасекара, а второй - Оппенгеймера-Волкова. Значения масс, которые определяются пределами Чандрасекара и Оппенгеймера-Волкова, связаны с возможностью вещества звезды противостоять гравитационному сжатию. Звезда находится в равновесии тогда, когда давление разогретой плазмы уравновешивает силу тяготения во всех слоях звезды. Это условие можно записать с помощью следующей простой формулы:

$$\frac{P}{R} = \frac{GM\overline{\rho}}{R^2}, \tag{1.4}$$

которая выражает равенство градиента давления и силы тяготения, приложенной к единичному объему звезды. Здесь $P$ - среднее давление внутри звезды, $R$ - радиус звезды, $\overline{\rho}$ - средняя плотность вещества звезды, $M$ - масса звезды, $G$ - гравитационная постоянная.

В зависимости от химического состава вещества звезды и его плотности само вещество при росте давления может претерпевать структурные изменения, которые меняют условия равновесия. Для нормальной звезды, состоявшей в основном из водорода, давление описывается обычной формулой для давления идеального газа:

$$P = \frac{\overline{\rho}}{\mu} AT, \tag{1.5}$$

где $\mu$ - молярная масса вещества звезды, $A$ - универсальная газовая постоянная, а $T$ - средняя температура звезды.В этом случае уравнение равновесия (1.4) дает следующее условие равновесия:

$$T = \frac{GM\mu}{AR}, \tag{1.6}$$

которое указывает на то, как должны быть связаны температура, масса и радиус звезды для того, чтобы она находилась в равновесии. Для вычисления температуры и радиуса

звезды в равновесии при заданной ее массе, еще необходимо указать то, как тепло генерируется в ядре звезды за счет термоядерной реакции, и то, как тепло излучается в окружающее пространство. Условие баланса тепла можно выразить с помощью следующей формулы:

$$\gamma(T_{core}, \rho_{core}) M_{core} = \sigma T_s^4 4\pi R^2. \tag{1.7}$$

Здесь $T_s$ - температура поверхности, $\sigma$ - постоянная Стефана-Больцмана, $\gamma(T_{core}, \rho_{core})$ - коэффициент, характеризующий количество энергии, выделяемой в единицу времени в единице массы в ядре звезды, имеющей массу $M_{core}$. Параметр зависит существенным образом от температуры в ядре и плотности вещества в ядре. Средняя температура связана с температурой на поверхности следующим образом:

$$T_s = \frac{T}{3R\overline{\rho}\kappa}. \tag{1.8}$$

Здесь $\kappa(T, \overline{\rho})$ - коэффициент непрозрачности звезды. Все эти соотношения позволяют грубо оценить условия, при которых звезда стабилизируется при данной массе и химическом составе. В частности эти соотношения объясняют качественно вид диаграммы Герцшпрунга-Рассела. Звезды, находящиеся на главной последовательности - это в основном водородные звезды, находящиеся в равновесии при заданной массе звезды. В равновесии звезда проводит большую часть своей жизни, длительность которой определяется ее массой. Чем звезда массивнее, тем короче ее эволюция. Одиночные звезды, имеющие массу Солнца, в среднем живут около 10 млд. лет, заканчивая свою жизнь сбросом оболочки и переходом в белый карлик, который постепенно остывая, превращается сначала в коричневый карлик, а затем и в черный - остывший очень плотный объект. На рис. I-2-3 и I-2-4 эти процессы отражены соответствующими линиями эволюции.

Звезды более массивные, порядка двух-трех масс Солнца, уже живут меньше и могут закончить жизнь не белым карликом, а взрывом сверхновой и превращением в нейтронную звезду. Звезды еще более массивные, массивнее 5 масс Солнца уже могут превратиться в объект, который в настоящее время называют черной дырой. Эти элементы эволюции отражены на рис. I-2-3 и I-2-4.

В течение эволюции от первичной водородной звезды все звезды различной массы, кроме, возможно, самых массивных звезд классов O и B, проходят стадию красного гиганта или сверхгиганта, что отражено на рисунках. В конце эволюции радиус звезды увеличивается на порядок и больше за счет увеличения области конвекции. Примером может служить звезда Бетельгейзе, самая яркая звезда созвездия Ориона. Эта звезда, имеющая более 20 масс Солнца, находится в конце своей эволюции и в настоящее время имеет диаметр почти равный диаметру орбиты Юпитера. Это и есть красный сверхгигант.

Хотя эта звезда находится от нас на расстоянии более 600 св. лет., в современные телескопы удается рассмотреть контрастные пятна на ее гигантской поверхности. Этап эволюции звезды в виде красного гиганта или сверхгиганта заканчивается катастрофическим ее сжатием, который часто называют коллапсом звезды.

Предел Чандрасекара указывает максимальное значение массы звезды в конце ее эволюции, которое определяет - может ли звезда при ее сжатии превратиться в белый карлик, или структура вещества должна измениться для того, чтобы звезда превратилась уже только в нейтронную или при большей массе в черную дыру. Предел Чандрасекара можно рассчитать из тех же формул равновесия звезды, что и для водородной, если вместо выражения для давления в условие равновесия подставить выражение для давления ***ультрарелятивистского электронного вырожденного газа***. Уравнение состояния для этого газа имеет следующий вид:

$$P = K_e \overline{\rho}^{4/3}. \tag{1.9}$$

Здесь постоянная $K$ выражается через фундаментальные постоянные $\hbar$ - постоянную Планка и $c$ - скорость света. Слово ультрарелятивистский означает, что плотность газа и скорость движения электронов в веществе на столько велики, что на их движение начинают оказывать существенное влияние эффекты специальной теории относительности. Электронный газ называется вырожденным, поскольку при той плотности вещества, которая соответствует уравнению состояния (1.9), его давление не зависит от температуры. Это специфическое состояние является следствием квантовых законов, которые играют важную роль при огромных плотностях в недрах белых карликов. Электронный газ является вырожденным и при комнатных температурах в металлах. Подставляя соотношение (1.9) в уравнение равновесия (1.4), приходим к следующему выражению:

$$K\overline{\rho}^{4/3} = \frac{GM\overline{\rho}}{R}. \tag{1.10}$$

Средняя плотность, масса и радиус звезды связаны определением плотности:

$$\overline{\rho} = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3}.$$

Отсюда:

$$R = \left[\frac{3M}{4\pi\overline{\rho}}\right]^{1/3}.$$

Подставляя, это соотношение в (1.10), находим:

$$M_{Ch} = \left[\frac{3}{4\pi}\right]^2 \left[\frac{K}{G}\right]^{2/3} \simeq 1.44 M_\odot. \tag{1.11}$$

Из этого соотношения видно, что предельная масса белого карлика определяется только фундаментальными постоянными. Величину этой массы впервые вывел в 30-е годы XX века выдающийся индийский астроном Субраманьян Чандрасекар (1910-1995).

Если масса звезды к концу ее эволюции оказывается больше массы Чандрасекара, то при ее коллапсе вещество не может удержать сжатие на уровне давления вырожденного электронного газа, и оно продолжается до тех пор, пока в дело не вступают более мощные силы - силы ядерного взаимодействия. Оказывается, что и ядерные силы не способны, как считается сейчас, уравновесить силы тяготения, если масса звезды к концу эволюции будет превышать некоторое предельное значение. Это предельное значение было вычислено в грубом приближении Оппенгеймером и Волковым по формуле, близкой к формуле Чандрасекара (1.11), но для вырожденного нейтронного газа, а не электронного. Оппенгеймер и Волков предположили, что при сжатии вещества за пределом Чандрасекара происходит "нейтронизация" вещества, т.е. электроны "вдавливаются" в протоны и вещество превращается в нейтронный газ. Поскольку нейтронный газ подчиняется тем же статистическим законам, что и электронный газ, то формула для его давления будет аналогичной формуле Чандрасекара, но с заменой массы электрона на массу нейтрона, которая в 1840 раз больше. Полученный результат оказывается примерно в два раза большим, чем предел Чандрасекара, т.е. равным $M_{OV} \simeq 2.8 M_{\odot}$. Однако при вычислении этого предела не были учтены специфические свойства взаимодействия нейтронов друг с другом, которые определяются сильным взаимодействием. Причиной этого является то, что до сих пор эти специфические свойства ядерных сил не известны в достаточной степени. Поэтому считается, что предел Оппенгеймера-Волкова точно не известен. Он может оказаться больше, чем вычисленный с помощью простых формул для вырожденного нейтронного газа. Однако наиболее важным выводом этой теории является предположение о существовании такого предела. Что же будет, если масса звезды в конце эволюции окажется больше предела Оппенгеймера-Волкова?

Как считается в настоящее время, если масса звезды будет больше предельной массы Оппенгеймера-Волкова, то даже ядерные силы не будут в состоянии сдержать гравитационное сжатие. В этом случае только сильное искривление пространства в центре звезды может привести к ее равновесию. Единственная теория на сегодняшний день, которая может указать способ примерного расчета структуры возникающего таким образом объекта - это Общая теория относительности.Согласно этой теории при условии, если радиус области, в которой сосредоточена вся масса звезды,окажется меньше так называемого гравитационного радиуса, то такой объект перестанет излучать электромагнитные волны. Причем это произойдет не потому, что электромагнитные волны не будут испускаться веществом звезды, а потому, что они не смогут оторваться от такого объекта, поскольку вторая космическая скорость для него будет превышать скорость

света. На небе должна появиться не светящаяся звезда, а “черная дыра”. Именно так в настоящее время называют объекты, которые появляются в конце эволюции массивных звезд массой больше, чем предел Оппенгеймера-Волкова. С некоторой долей уверенности можно утверждать, что такие объекты должны появляться при массе $M > 5M_{\odot}$.

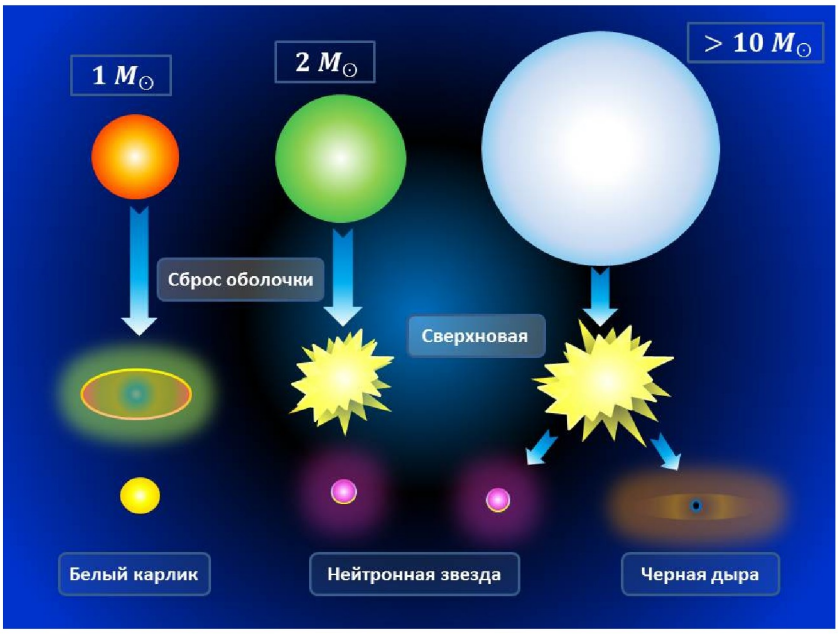



Рис. I-2-3. Эволюция звезд разной массы.

На рис. I-2-3 и I-2-4 имеется этап, указанный в виде мощного взрыва, и названный - сверхновой. Это очень краткое время существования звезды, когда красный гигант или сверхгигант теряет устойчивость за несколько часов или даже секунд взрывается. Можно из общих соображений оценить грубо энергию такого взрыва. В зависимости от процессов, происходящих во время взрыва, эта энергия оценивается $10^{41} - 10^{42}$ эрг. Эта колоссальная энергия выбрасывается за доли секунды в окружающее пространство и звезда вспыхивает так, что ее яркость становится сравнимой на несколько часов или даже дней с яркостью всей Галактики. Во время такого взрыва в той области, где плотность вещества еще достаточно велика, происходят ядерные процессы, которые не могут идти в условиях устойчивого равновесия звезды. В результате рождаются все тяжелые элементы, имеющие атомный номер больше, чем у железа. Другого способа появления таких тяжелых элементов мы в настоящее время не знаем. Вместе с тем, их рождается достаточно, чтобы насытить заметным образом оболочки планет типа Земли, радиоактивными элементами, например, ураном, торием и т.д.

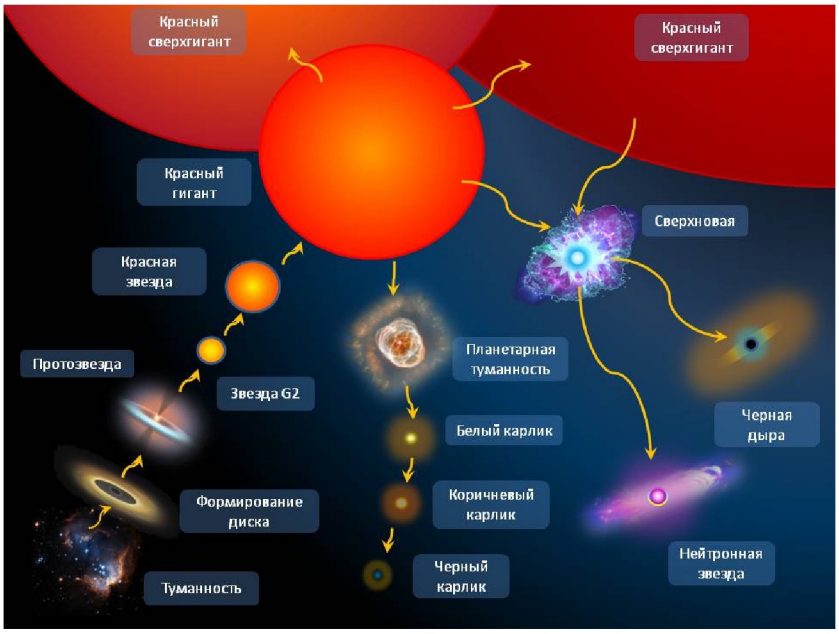



Рис. I-2-4. Общий вид эволюции звезд.

Что же является причиной потери устойчивости красными гигантами, сверхгигантами и другими массивными звездами? Основная причина состоит в том, что при фиксированной массе и химическом составе в звезде могут идти только такие ядерные реакции синтеза более тяжелых элементов, при которых выделяется достаточное количество энергии для поддержания равновесия в звезде. Самой первой ядерной реакций такого типа является реакция превращения водорода в гелий. Если водород выгорает, то звезда сжимается, что сопровождается сбросом оболочки и повышением температуры в ее ядре. Этот этап на рис. I-2-4 показан как появление планетарной туманности вокруг звезды, сбросившей оболочку. Если масса звезды достаточно велика, то температура повышается на столько, что в ядре появляется возможность новой термоядерной реакции синтеза из гелия углерода. После выгорания гелия, которое происходит теперь гораздо быстрее, чем горение водорода, наступает очередь сгорания углерода. Углерод превращается в магний, и т.д. Пределом этой цепочки ядерных реакций является реакция, при которой в звезде появляется железо. Ядра железа отличаются тем, что синтез из более тяжелых элементов возможен только при поглощении энергии из внешнего источника. Поэтому реакции синтеза тяжелых элементов из железа не могут быть самоподдерживающимися и быстро прекращаются. При этом прекращается выделение энергии, и равновесие между давлением и силой тяготения не может существовать. Звезда катастрофически сжимается и превращается либо в нейтронную звезду, либо в объект,

который в настоящее время называют черной дырой.

### Нормальные звезды

Под нормальными звездами понимают звезды, уравнение состояния в которых не отличается существенным образом от уравнения состояния идеального газа. Такие звезды являются молодыми звездами, состоящими в основном из водорода, с не слишком большими массами. Для молодых массивных звезд свой вклад в давление внутри звезды кроме обычного вещества (в основном водорода) вклад вносит и давление излучения (фотонного газа). Общее строение таких звезд не сильно отличается, по видимому, от строения Солнца, которое показано на рис. II-3-1. У таких звезд есть ядро - область, где идет термоядерная реакция, Область лучистого переноса энергии, где термоядерная реакция не идет, но температура еще достаточно велика для того, чтобы основной перенос энергии из внутренних слоев к внешним осуществлялся за счет исключительно излучения. Затем, ближе к поверхности звезды может располагаться, как, например, у Солнца, область конвективного переноса тепла. Затем следует область быстрого падения температуры до некоторого минимума, которая называется фотосферой. За фотосферой следует тонкая область возрастания температуры и за ней корона. Строение такой звезды будет рассмотрено в следующих лекциях на примере Солнца, которое является типичным примером таких звезд.

### Красные гиганты и сверхгиганты

Предпоследним этапом жизни всех нормальных звезд не слишком большой массы является их форма - красный гигант или сверхгигант. Этот этап предшествует окончательному выгоранию водорода, гелия и углерода в ядре звезды. В процессе эволюции водородной звезды водород превращается постепенно в гелий. Этот более тяжелый элемент при температурах, при которых горит водород почти не вступает в ядерную реакцию синтеза углерода и азота. Для этого требуется большая температура. Как более тяжелый элемент гелий накапливается в ядре звезды, вытесняя водород ближе к поверхности. Это означает, что если концентрация гелия становится достаточно большой, то ядерная реакция синтеза гелия перестает идти в ядре, но продолжается вблизи его поверхности. В этом случае говорят о слоевом горении водорода, имея в виду, что реакция идет в некотором сферическом слое вблизи ядра. При этом температура ядра становится почти одинаковой во всех точках. В случае возникновения слоевого источника область конвективного переноса энергии расширяется, и вместе с ней звезда увеличивается в размерах. Это и есть стадия красного гиганта или сверхгиганта. Некоторые звезды достигают огромных размеров. На рис. I-2-5 представлены сравнительные размеры

сверхгигантов Бетельгейзе, Альдебарана с голубыми гигантами Ригелем, Белатрикс и размерами орбит в Солнечной системе.

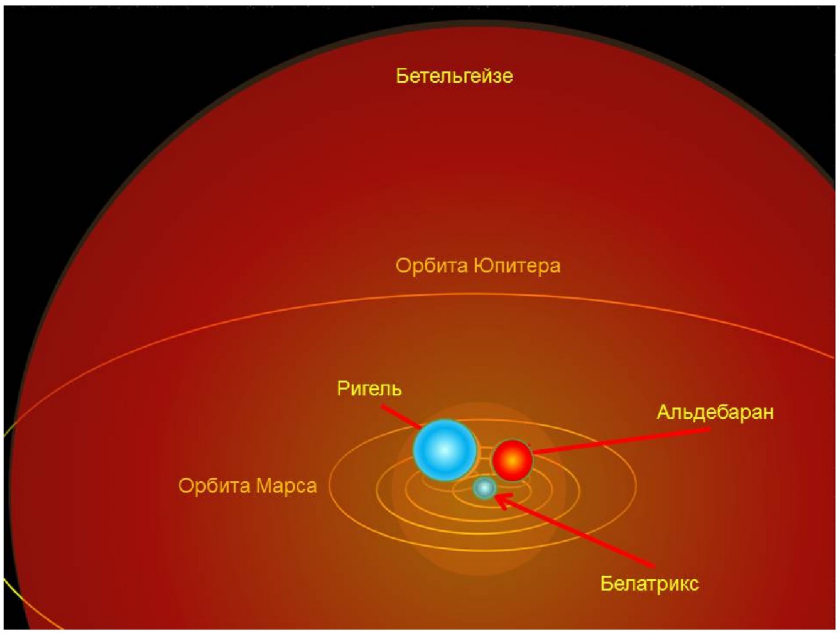



Рис. I-2-5. Сравнение размеров красных сверхгигантов Бетельгейзе, Альдебарана с голубыми гигантами Ригелем, Белатрикс и размерами орбит в Солнечной системе.

Строение красных гигантов можно себе представить по следующей реконструкции, которая представлена на рис. I-2-6. В ядре красного гиганта находятся элементы - продукты термоядерных реакций, которые продолжают идти в слоевых источниках энергии. На рис. I-2-6 показаны два слоевых источника. В одном, более близком к поверхности, где температура достаточна только для горения водорода, идет реакция синтеза гелия. В более глубокой области, где температура выше, может идти реакция синтеза углерода и азота. По всей видимости, в очень массивных сверхгигантах могут одновременно протекать реакции для горения еще более тяжелых элементов, например, углерода. Продукты этих реакций погружаются вглубь звезды, где образуется изотермическое ядро, в котором синтез не идет. Такая структура звезды способна поддерживать устойчивость лишь десятки миллионов лет. В конце концов относительно легкие элементы выгорают и происходит коллапс ядра звезды. Для звезд, имеющих массу меньше массы Чандрасекара, это приводит к сбросу оболочки, наблюдаемой в виде планетарной туманности и образованию белого карлика. Для более массивных звезд

коллапс сопровождается взрывом сверхновой и образованием нейтронной звезды или черной дыры, если масса больше предела Оппенгеймера-Волкова [11]

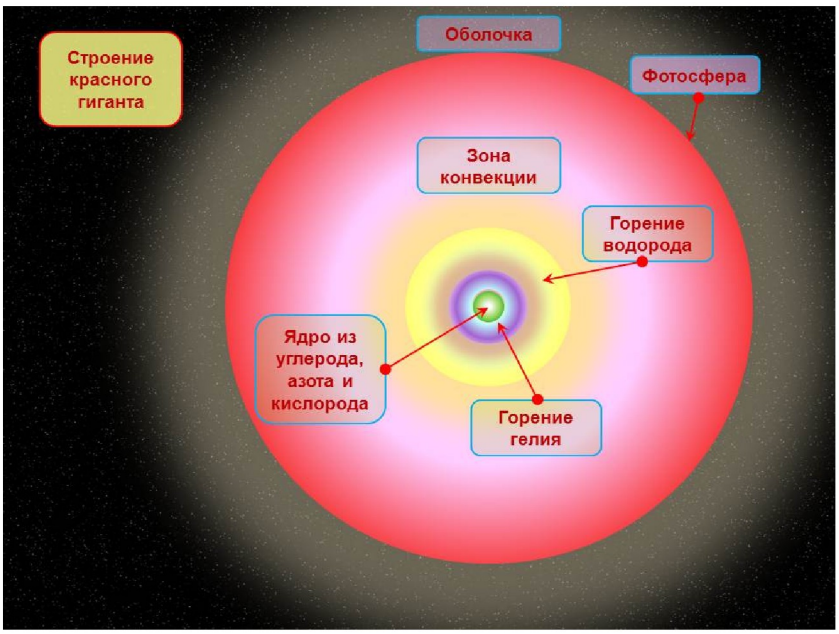



Рис. I-2-6. Внутреннее строение красных гигантов.

### Белые карлики

Белые карлики - это звезды, которые являются продуктом эволюции маломассивных звезд, имеющих массу меньше предела Чандрасекара. Термоядерная реакция в этих звездах уже идти не может из-за недостаточности температуры в ядре этой звезды. Поэтому такие звезды обречены на долгое остывание в течение десятков миллиардов лет и превращение сначала в коричневый карлик, а затем, в черный. Это очень плотные звезды. Настолько плотные, что вещество внутри таких звезд приобретает особые свойства. Давление вещества такой звезды обусловлено в основном не ядрами элементов, которые находятся внутри этой звезды, а окружающим их электронным газом. Такой газ называется вырожденным. Строение белого карлика можно схематически изобразить так, как показано на рис. I-2-7. Он состоит из внутренней части, содержащей кислород, углерод, азот и гелий в некоторых пропорциях в зависимости от его массы, окруженных вырожденным электронным газом, и внешней оболочки, состоящей в основном из водорода. На врезке этого рисунка приведена фотография В. Чандрасекара - ученого

[11] Г. М. Рудницкий. Судьба планетных систем.




Рис. I-2-7. Внутреннее строение белых карликов. [12]

### Нейтронные звезды. Пульсары

Нейтронные звезды по своим размерам очень малы. Так, например, нейтронная звезда, имеющая массу Солнца, должна иметь радиус порядка всего 10-12 км. Поэтому даже при той огромной температуре, которую имеет поверхность этой звезды, наблюдать ее с помощью прямых наблюдений не возможно. Так считалось до 1968 года, когда в области, являющейся остатком сверхновой, которая вспыхнула на небосводе Земли в 1054 году, и которая называется Крабовидной туманностью, не был обнаружен ***пульсар***.

Пульсар - это быстро вращающаяся нейтронная звезда, обладающая большим магнитным полем. Из-за огромного магнитного поля излучение с поверхности звезды уходит не во все стороны, а двумя узкими пучками, как это показано на рис. I-2-7. Поэтому, если такой пучок или луч падает на Землю, то в телескопах, в основном в радиотелескопах, наблюдается всплеск излучения. Всплеск излучения фиксируется на каждом обороте звезды вокруг своей оси. Поскольку такие звезды, несмотря на их огромную массу, вращаются с угловой скоростью порядка нескольких оборотов в секунду, то всплеск излучения следует несколько раз в секунду. Излучение такой звезды в радиодиапазоне пульсирует. В силу этого такие объекты и стали называть пульсарами. Первый открытый

[12] http://elementy.ru/lib/430511 http://cse.ssl.berkeley.edu/bmendez/ay10/2000/cycle/whitedwarf.htm

пульсар в Крабовидной туманности PSR B0531+21 делает около 30 оборотов в секунду и имеет радиус около 10 км. Он долго считался одним из самых быстрых. Однако позже были открыты пульсары, которые вращаются гораздо быстрее. До недавнего времени рекорд скорости вращения среди нейтронных звезд принадлежал пульсару PSR B1937+21, который делает 642 оборота в секунду. Исторически это был первый открытый миллисекундный пульсар. Его обнаружили в 1982 году, и более 20 лет он никому не уступал свою лидирующую позицию. Недавно был открыт новый пульсар с еще большей скоростью. Скорость вращения нового чемпиона Галактики настолько велика, что вызывает даже некоторые затруднения теоретического характера. В частности, вращение должно приводить к очень быстрым потерям энергии на излучение гравитационных волн. Поэтому раньше считалось, что пульсаров, делающих более 700 оборотов в секунду, существовать не должно. Также соображения устойчивости накладывают ограничения на размеры нейтронной звезды — ее радиус не может быть больше 16 км. При этом, кстати, скорость движения ее экватора составит около четверти скорости света. [13].

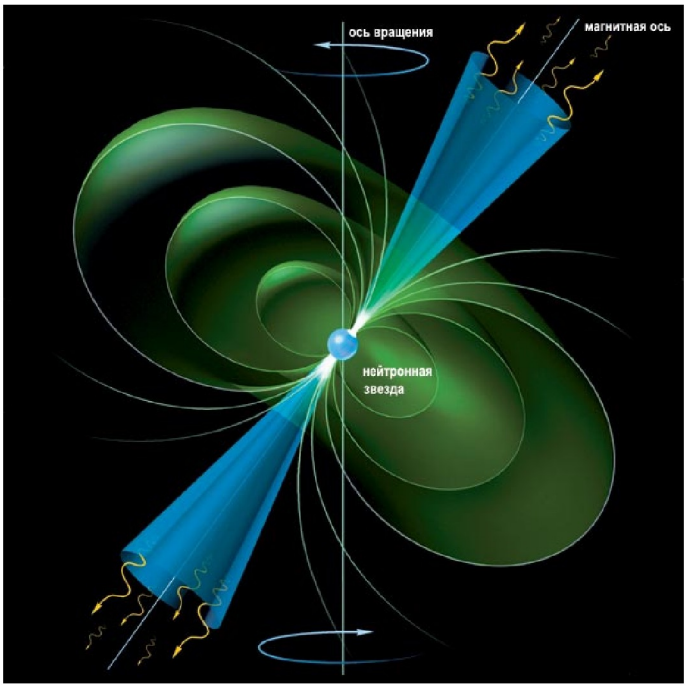



Рис. I-2-8. Нейтронная звезда- пульсар. [14]

[13] http://elementy.ru/news/430053
[14] http://www.vokrugsveta.ru/vs/article/2725/

### Черные дыры

Как уже говорилось, черные дыры - это объекты, которые являются продуктом эволюции массивных звезд, если их масса в конце эволюции будет больше предела Оппенгеймера-Волкова. Если следовать принятой на сегодняшней день концепции объяснять строение таких объектов с точки зрения Общей теории относительности, то черную дыру следует считать областью пространства, ограниченной поверхностью, внутри которой вторая космическая скорость равна скорости света. Радиус этой поверхности, имеющей форму сферы, можно рассчитать из классических соображений. Вторая космическая скорость для тела массы $M$ и радиуса $R$ можно рассчитать по формуле:

$$V_{II} = \sqrt{\frac{2GM}{R}}.$$

Подставляя в эту формулу вместо $V_{II}$ скорость света $c$ находим:

$$R_G = \frac{2GM}{c^2}.$$

Эта величина называется гравитационным радиусом. Эту формулу получили в XVIII веке Дж. Митчелл и Пьер-Симон Лаплас. Точно такая же формула получается и в Общей теории относительности (ОТО). С точки зрения самой ОТО любой наблюдатель, попав за гравитационный радиус, уже не может вернуться назад или даже послать какую-нибудь информацию о себе. Некоторое представление о том, как может выглядеть черная дыра для внешнего наблюдателя дает рис. I-2-9. Как следует из самого смысла черной дыры, ее обнаружение представляет проблему для астрономов. Однако, как сейчас стало ясно, черные дыры могут наблюдаться из-за процесса падения окружающего их вещества на них. Такое падение называется ***аккрецией***. При этом вещество разогревается и начинает интенсивно светиться. Такое явление может быть обнаружено на больших расстояниях от черной дыры.

Наиболее важной особенностью объектов, называемых черными дырами, является сильное искривление пространства-времени. Это приводит, в частности, к сильному замедлению времени вблизи такого объекта. Поэтому для внешнего наблюдателя падение тел на черную дыру будет занимать очень большое время (для точечных объектов - бесконечное). Из-за этого же эффекта образование черной дыры ОТО для внешнего наблюдателя также должно занимать практически бесконечное время. Поэтому есть определенные сомнения в том, что образующиеся объекты за пределом Оппенгеймера-Волкова являются черными дырами ОТО. Однако сам факт искривления пространства, по всей видимости, имеет место. На это указывают некоторые косвенные данные по изучению объектов, которые отнесены астрономами к черным дырам.

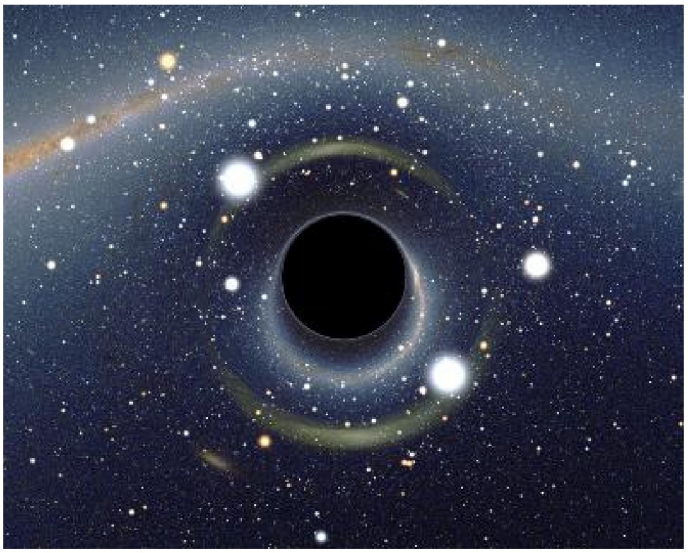


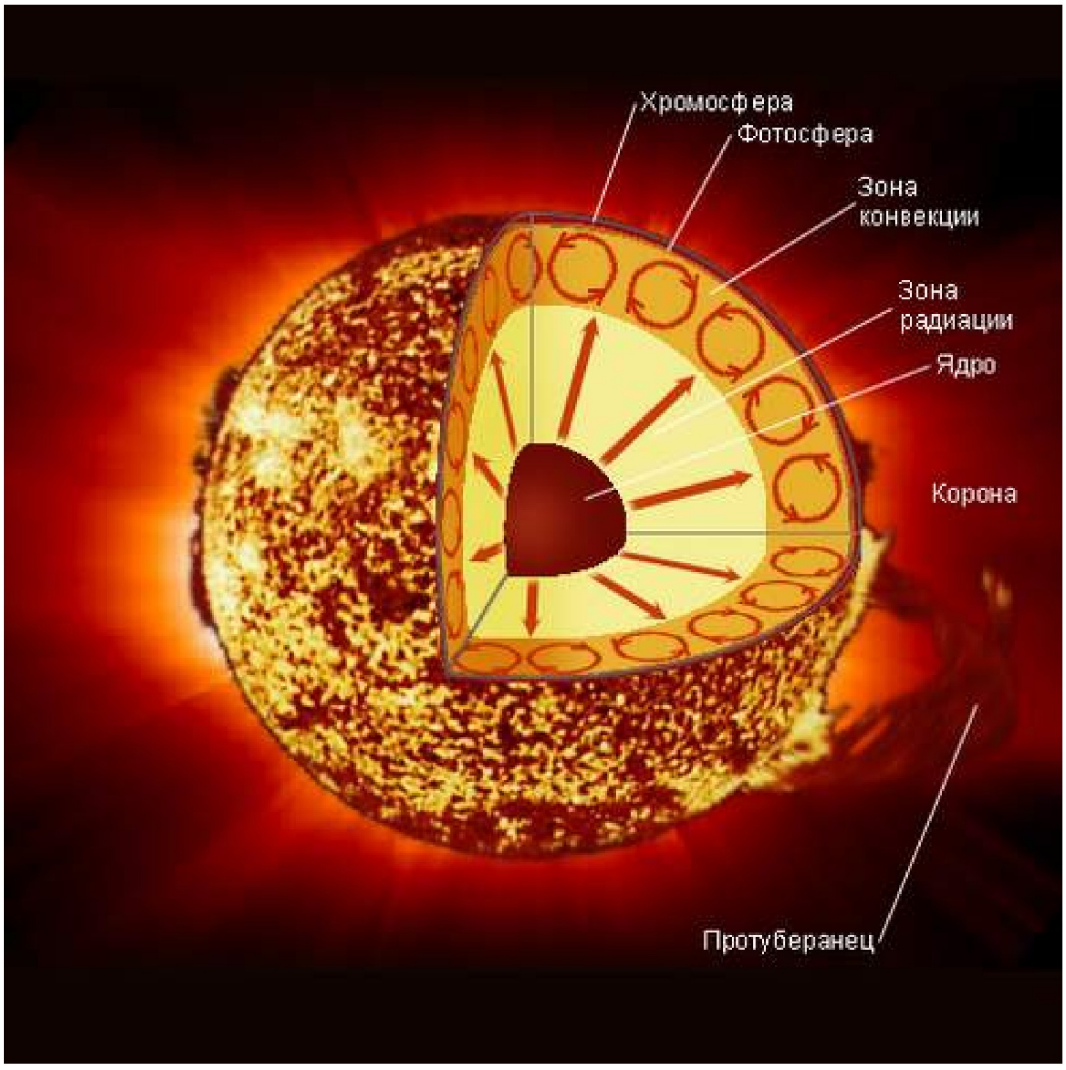
Рис. I-2-9. Черная дыра. [15]

Еще одним важным элементом наших современных знаний о черных дырах является теория Стивена Хоукинга квантового испарения черных дыр. Этот эффект связан с тем, что согласно квантовой теории, объекты с такой огромной плотностью энергии должны рождать вокруг себя виртуальные пары частиц-античастиц, которые аннигилируя, должны излучать свет, который,постоянно уносит энергию черной дыры. Спектр такого излучения должен описываться формулой Планка с температурой, которую можно вычислить из параметров самой черной дыры. Этот процесс настолько важен, что, если он в действительности реализуется, то с момента рождения Вселенной в ней не должны были остаться черные дыры малой массы. Из этого следует, что черные дыры могли сохраниться лишь в центрах галактик. Черные дыры в центрах галактик могут иметь массы равные миллионам масс Солнца и поэтому не испарились к настоящему времени.

[15] http://www.at-universe.ru/chernye-dyry-mogut-proizvodit-vybrosy/#more-115

# Глава 2

# Солнце



# 1 Лекция 3. Солнце-дневная звезда

В предыдущих лекциях мы описали общие условия в Космосе на больших масштабах. Выяснили, что Космос полон объектов, которые постоянно или, наоборот, крайне редко, выбрасывают в окружающее их пространство потоки излучения и заряженных частиц. Эти потоки заполняют космическое пространство и, в конце концов, достигают окрестностей солнечной системы и Земли - нашей квартиры в доме под названием - Галактика Млечный Путь. Эти частицы и излучение играют важную роль в формировании условий в околоземном космическом пространстве. Поэтому их изучение важно для понимания процессов для этого раздела современной науки и техники. Однако еще более важную роль в формировании условий вблизи Земли играет наша собственная звезда - Солнца. Это единственная звезда, которая всегда видна днем, в то время как остальные звезды видны ночью. Поэтому для дальнейшего изучения вопросов, связанных с физикой процессов, которые происходят вблизи Земли, в ее магнитосфере и атмосфере, необходимо выяснить основные свойства этого объекта - дневной звезды.

## 1.1 Параметры Солнца

Солнце является желтым карликом, относящимся к спектральному классу G2. По всем основным параметрам Солнце является заурядной звездой, каких много в нашей Галактике. Основные параметры Солнца представлены в следующих таблицах II-1,2,3.

| | |
|---|---|
| Средний диаметр | $1,392 \cdot 10^9$ м (1 392 000 км) ( 109 диаметров Земли) |
| Экваториальный радиус | $6,955 \cdot 10^8$ м (695 500 км) Длина |
| Длина окружности экватора | $4,379 \cdot 10^9$ м |
| Сплюснутость | $9 \cdot 10^{-6}$ |
| Площадь поверхности | $6,088 \cdot 10^{18}$ м2 (11 900 площадей Земли) |
| Объём | $1,4122 \cdot 10^{27}$ м3 (1 300 000 объёмов Земли) |
| Масса | $1,9891 \cdot 10^{30}$ кг (332 946 масс Земли) |
| Средняя плотность | 1409 кг/м$^3$ |
| Ускорение на экваторе | 274,0 м/с$^2$ (27,94 g) |
| Вторая космическая скорость (для поверхности) | 617,7 км/с (55 земных) |
| Масса | $1,9891 \cdot 10^{30}$ кг (332 946 масс Земли) |

| | |
|---|---|
| Эффективная температура поверхности | 5788 K (5515 °C) |
| Температура короны | 1 500 000 K ( 1 500 000 °C) |
| Температура ядра | 13 500 000 K ( 13 500 000°C) |
| Светимость | $3,846 \cdot 10^{26}$ Вт $3,75 \cdot 10^{28}$ Лм |
| Яркость | $2,009 \cdot 10^{7}$ Вт/м$^2$/ср |

Таб. II-1. Параметры Солнца. Основные характеристики.

| | |
|---|---|
| Наклон плоскости вращения | 7,25° (относительно плоскости эклиптики) |
| | 67,23° (относительно плоскости Галактики) |
| Прямое восхождение северного полюса | 286,13° (19 ч 4 мин 30 с) |
| Склонение северного полюса | + 63,87° |
| Сидерический период вращения внешних видимых слоёв (на широте 16°) | 25,38 дней (25 дней 9 ч 7 мин 13 с) |
| (на экваторе)<br>(у полюсов) | 25,05 дней (7284 км/ч или около 2 км/с)<br>34,3 дней |

Таб. II-2. Параметры Солнца. Физические характеристики .

| Наклон плоскости вращения | 7,25° (относительно плоскости эклиптики) |
|---|---|
| Водород | 73,46 |
| Гелий | 24,85 |
| Кислород | 0,77 |
| Углерод | 0,29 |
| Железо | 0,16 |
| Сера | 0,12 |

| | |
|---|---|
| Неон | 0,12 |
| Азот | 0,09 |
| Кремний | 0,07 |
| Магний | 0,05 |

Таб. II-3. Параметры Солнца. Состав фотосферы.

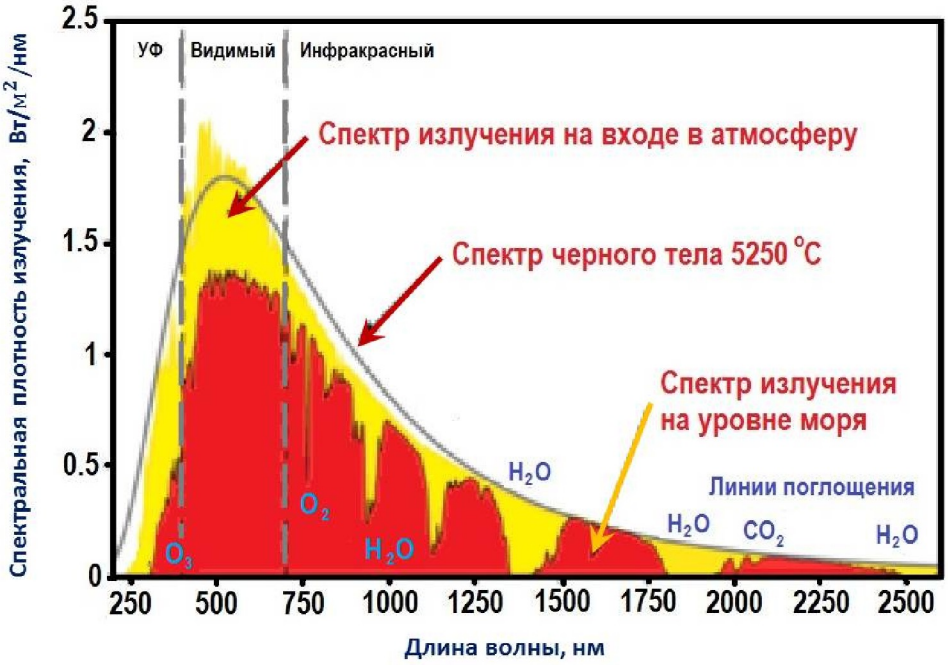



Рис. II-3-1. Спектр излучения Солнца.

## 1.2 Стандартная модель Солнца

В 1920-х годах английский астрофизик Артур Эддингтон предпринял попытку "заглянуть"внутрь звезды, чтобы узнать ее общее устройство, состав, параметры недр.

Появилось целое направление в астрофизике - звездное моделирование. Отталкиваясь от наблюдательных характеристик - массы, светимости, радиуса, температуры поверхности, можно составить и решить систему уравнений, определяющих стабильность звезды: уравнения состояния вещества и переноса энергии, гидростатической и тепловой устойчивости каждого элемента объема. Предполагалось, что звезда - медленно вращающееся сферически симметричное тело, без сильного магнитного поля, выделяющее энергию в центральной, самой горячей части. Теперь мы знаем, что энергетика звезд основана на термоядерных реакциях синтеза, очень сильно зависящих от температуры, и потому центр звезды и есть ее энергетический реактор. Не ведая об этом, Эддингтон А.С. интуитивно поместил источник энергии в центральную зону, и не ошибся. Модели развивались по мере накопления астрофизических знаний и, что не менее важно, улучшения техники расчетов, резкий прогресс которой обеспечили компьютеры. В настоящее время созданы хорошие модели звезд всех классов - от молодых, как Солнце, живущих за счет "горения"водорода, до старых, перешедших на гелиевое, углеродное и более тяжелое ядерное горючее (красные гиганты), и даже до таких, которые исчерпали все топливные ресурсы (белые карлики, нейтронные звезды).

Согласно стандартной модели, Солнце состоит из трех зон, отличающихся температурой, плотностью и процессом передачи энергии. Центральная зона (ядро в пределах 0,2 радиуса) - наиболее плотная и нагретая часть звезды ($\rho_{core} = 150$ г/см$^3$, $T_{center} = 15 \cdot 10^6$ К). Передача тепла к границе зоны происходит за счет слабой конвекции. Это солнечный термоядерный реактор, где в реакциях соединения четырех ядер водорода в ядро гелия выделяется энергия в миллионы раз большая (на единицу массы), чем в химических реакциях горения нефти и газа. Выделяющееся тепло затем проходит через всю звезду и излучается в виде светового потока. Температура постепенно убывает по радиусу, в результате чего уже в следующей, статической радиационной зоне температура опускается до 106 К, что недостаточно для ядерного "горения". Тепло передается путем многократного поглощения и излучения атомами рентгеновских квантов. Происходит медленная диффузия теплового потока, пока он, остывая, за миллионы лет не дойдет до границы радиационной зоны на глубине примерно 0,75 солнечного радиуса. Здесь механизм передачи меняется на более эффективный конвективный перенос. Внешняя конвективная зона наполнена бурлящей горячей плазмой, вырывающейся в фотосферу ($\rho_{foto} \simeq 10^{-8}$ г/см$^3$, $= 6 \cdot 10^3$ К).

Стандартная модель, несмотря на принятые упрощения, отражает внутреннее строение Солнца с высокой точностью. С ее помощью получены радиальные профили плотности, температуры и состава вещества, позволяющие в целом понять внешние проявления светила. Проявления эти кроме общей энергетики, задаваемой термоядерным ядром, определяются конвективной зоной с ее сложной магнитной гидродинамикой высокотемпературной плазмы. Из-за сильной турбулентности плазменных потоков и

генерации магнитных полей процессы, протекающие в зоне конвекции, наиболее запутаны и менее понятны. Мы изучаем их проявления на фотосфере, в атмосфере и короне Солнца, самом верхнем, разреженном слое атмосферы ($\rho \simeq 10^{-14}$ г/см$^3$, $\simeq 10^6$ К), но свойственные им закономерности, скрытые под фотосферой, еще во многом "вещь в себе".

В общих чертах понятно появление темных пятен, температура которых ниже горячей яркой фотосферы. Темные пятна образуются на всплывающих магнитных трубках, так как магнитное поле препятствует теплообмену с окружающей средой. Солнечная корона, предстающая во всем величии при полных солнечных затмениях, представляет собой начальный этап солнечного ветра - потока водородно-гелиевой плазмы, которая прорывается сквозь поры фотосферной грануляции и ускоряется по мере ухода от звезды. Почему температура солнечной короны в сотни раз выше температуры фотосферы, долго было мучительной загадкой, которую сумели разгадать только в последнее время благодаря наблюдениям с орбитальных обсерваторий. Солнечные хромосферные вспышки с выделением энергии, эквивалентной взрыву миллиона атомных бомб, объясняются лишь качественно. О детальной модели, которая позволила бы предугадать момент и энергию каждой вспышки, можно только мечтать. И уж совсем загадочно выглядят корональные дыры, наблюдаемые в рентгеновском излучении короны, и корональные выбросы - гигантские облака плазмы, вылетающие в космическое пространство. Все перечисленные особенности нашей звезды - ее незлобный, но достаточно строгий характер - получили название солнечной активности (СА).

| $r/R_o$ | T,K | P,Па | $\rho$, г/см$^3$ |
|---|---|---|---|
| Область энерговыделения (ядро) | | | |
| 0 | 15 500 00 | $2.3 \cdot 10^{16}$ | 149 |
| 0.1 | 13 100 00 | $1.3 \cdot 10^{16}$ | 87.4 |
| 0.2 | 9 420 000 | $4.4 \cdot 10^{15}$ | 35.3 |
| Область лучистого переноса энергии | | | |
| 0.3 | 6 180 000 | $1.1 \cdot 10^{15}$ | 12.1 |
| 0.4 | 5 140 000 | $2.7 \cdot 10^{14}$ | 3.94 |
| 0.5 | 3 980 000 | $7.0 \cdot 10^{13}$ | 1.32 |
| 0.6 | 3 130 000 | $2.1 \cdot 10^{13}$ | 0.50 |
| Область конвекции | | | |
| 0.7 | 2 340 000 | $6.4 \cdot 10^{12}$ | 0.20 |
| 0.8 | 1 380 000 | $1.6 \cdot 10^{12}$ | 0.09 |
| 0.9 | 602 000 | $2.0 \cdot 10^{11}$ | 0.02 |
| 0.98 | 99 600 | $1.7 \cdot 10^{9}$ | 0.001 |

| Фотосфера | | | |
|---|---|---|---|
| 1.0 | 4 560 | $1.2 \cdot 10^4$ | $0.74 \cdot 10^{-7}$ |

Таблица II-3. Данные о строении Солнца взяты из мультимедийного курса. [1]

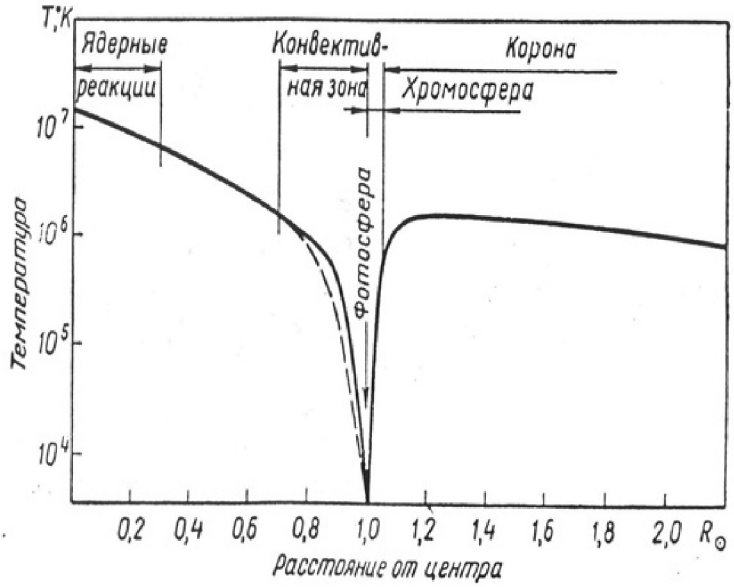



Рис. II-3-2. График изменения температуры с расстоянием от центра Солнца с указанием основных элементов строения Солнца.

## Ядро

Ядро - центральная область Солнца, где спонтанно происходят термоядерные реакции и выделяется энергия в виде тепла и мощного электромагнитного излучения, а также нейтрино высоких энергий. По массе ядро составляет примерно 10Температура ядра около $15 \cdot 10^6$ К, а плотность около 160 г/см$^3$

Энерговыделение в недрах современного Солнца почти целиком обеспечено pp-реакцией. Только в самом центре роль углеродного цикла достигает 8%. В более горячих звездах он играет основную роль. Самые горячие звезды светят за счет слияния трех ядер гелия в ядро углерода.

[1] Под. ред. Кановича. Жизнь Земли в атмосфере Солнца. М.: НИИЯФ МГУ, 2007

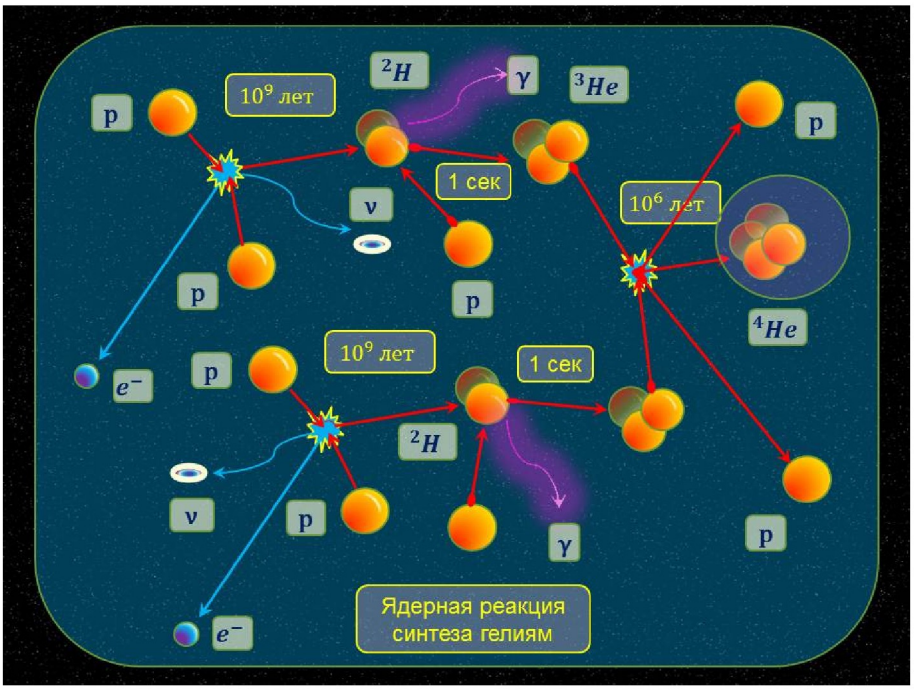



Рис. II-3-3. Реакция синтеза гелия из протонов - pp-реакция

Как показано на рис. II-3-3 реакция синтеза идет в три этапа.

I. $^1H + {}^1H \longrightarrow {}^2H + e^+ + \nu + 0.42$ МэВ

II. $^1H + {}^2H \longrightarrow {}^3He + \gamma + 5.5$ МэВ

III. $^3He + {}^3He \longrightarrow {}^4He + 2^1H + 12.8$ МэВ

Сначала два протона сталкиваются и один из них преобразуется в нейтрон. При этом рождаются позитрон и нейтрино. Для этого требуется большая температура в ядре, чтобы тепловая энергия сталкивающихся протонов была выше, чем энергия электростатического отталкивания между протонами. В результате появляется ядро дейтерия - дейтрон $^2H$. Столкновения протонов редки, но из-за огромного их числа в ядре реакция идет непрерывно. Для этого требуется большая плотность материи в ядре. На втором этапе ядро дейтерия сталкиваются с еще одним протоном. Эта реакция происходит гораздо чаще. Для выбранных наугад дейтрона время его столкновения с каким-нибудь протоном будет равно всего 1 с. В результате появляется изотоп гелия $^3He$. На последнем этапе два ядра $^3He$, сталкиваясь рождают одно ядро гелия $^4He$. Время этой реакции тоже велико и равно $10^6$ лет. Ядро гелия уже практически в реакцию не вступает. Для этого необходимы более высокие температуры, чем та, которую имеет ядро Солнца. Гелий $^4He$ накапливается в ядре Солнца, что со временем приведет к остановке ядерной реакции синтеза гелия и превращению Солнца в белый карлик.

***SNU = Solar Neutrino Unit - солнечная нейтринная единица*** определяется как поток нейтрино, при котором в детекторе, содержащем $10^{36}$ ядер хлора $^{37}Cl$ за 1 с образуется одно ядро $^{37}Ar$. Подробнее о методах и открытиях солнечной нейтринной астрономии можно узнать из нобелевской лекции Р.Дэвиса мл. [35], и статьи [36].

На нейтринном детекторе "Супер-К" за 500 дней накопления было получено уникальное сильно размытое изображение Солнца "в лучах нейтрино". Размер всего участка неба $90 \times 90$ градусов по a (прямое восхождение) и d (склонение). Черная точка в центре - размер реального Солнца. Яркость изображения пропорциональна потоку нейтрино

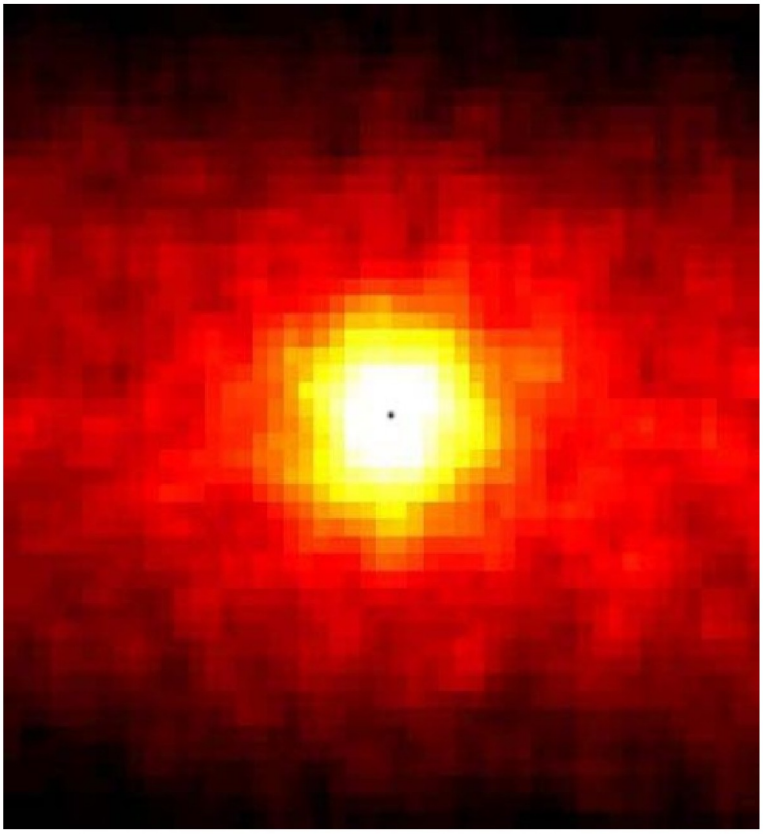


Рис. II-3-4. Изображение Солнца в нейтринном телескопе

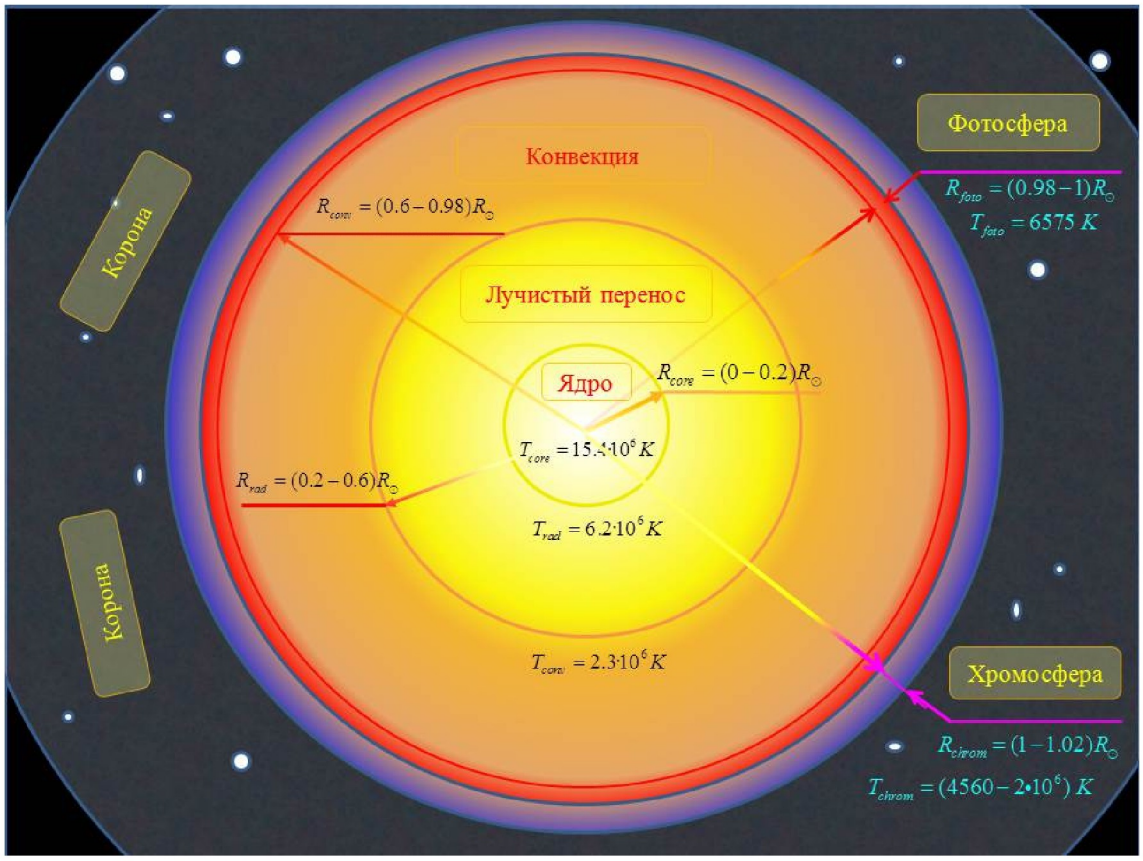



Рис. II-3-5. Строение Солнца

### Область лучистого переноса энергии

Перенос энергии излучением в результате последовательных поглощений и излучений квантов атомами (диффузия излучения) является основным для большинства звезд, находящихся в лучистом равновесии и единственным механизмом переноса энергии в их лучистых зонах

При температурах ниже $10^7$ К термоядерные реакции в недрах Солнца быстро затухают, и светимость ядра достигает значения светимости всего Солнца. Поэтому слои, окружающие ядро от 0.3 до 0.7 солнечного радиуса (лучистая зона), не имея собственных источников энергии, лишь переизлучают ее. Поток лучистой энергии, возникший в ядре и проходящий через поверхность сферы с радиусом r, сохраняется в лучистой зоне равным светимости Солнца $L_\odot$:

$$4\pi r^2 \sigma T^4 = const = L_\odot.$$

Согласно закону Стефана-Больцмана плотность потока излучения, пропорциональна четвертой степени температуры. Поэтому в лучистой зоне температура обратно пропорциональна корню квадратному из r:

$$T \sim r^{-1/2}$$

На всем протяжении лучистой зоны излучение переносится от слоя к слою только в результате диффузии излучения.

### Зона конвекции

В конвективной зоне отдельные "перегретые" элементы среды поднимаются, высвечиваются и охлаждаются (белые стрелки). Их верхушки просматриваются в фотосфере в виде ярких гранул и создают общую картину грануляции. Опускающиеся более "холодные" струи начинаются в темных межгранульных промежутках, сливаются в общие потоки вниз и завершают этот циклический процесс (черные стрелки)

### Фотосфера

Фотосфера - самая глубокая часть атмосферы Солнца. Она представляет собой очень узкий слой 10000 км, в котором температура достигает своего минимума, сначала очень быстро уменьшаясь до температуры примерно до 4560 К, а затем резко увеличиваясь (см. Рис. II-1 и II-2). В нижних ее слоях температура превышает 6000 К, а во внешних слоях фотосферы температура достигает минимального для всего Солнца - значения около 4560 К. Именно эта область с минимальной температурой может считаться "поверхностью" Солнца. При такой температуре только один из 10000 атомов водорода ионизован. Вместе с тем во столько же раз меньше количество атомов тех элементов, которые легко ионизуются, отдавая хотя бы один электрон (в основном это металлы). Поэтому в целом вещество фотосферы даже в области температурного минимума продолжает оставаться сильно ионизованной горячей плазмой. Неравномерность свечения фотосферы обусловлена неравномерной нагретостью конвективных ячеек, которые непосредственно соприкасаются с фотосферой. Конвективные ячейки в фотосфере наблюдаются в виде ***грануляции***, множества достаточно быстро изменяющихся со временем областей с повышенной в центре и пониженной по краям температурой. Но при определенных условиях на поверхности фотосферы образуются относительно темные и холодные области - ***солнечные пятна***, которые имеют заметно большее магнитное поле, чем окружающие области.

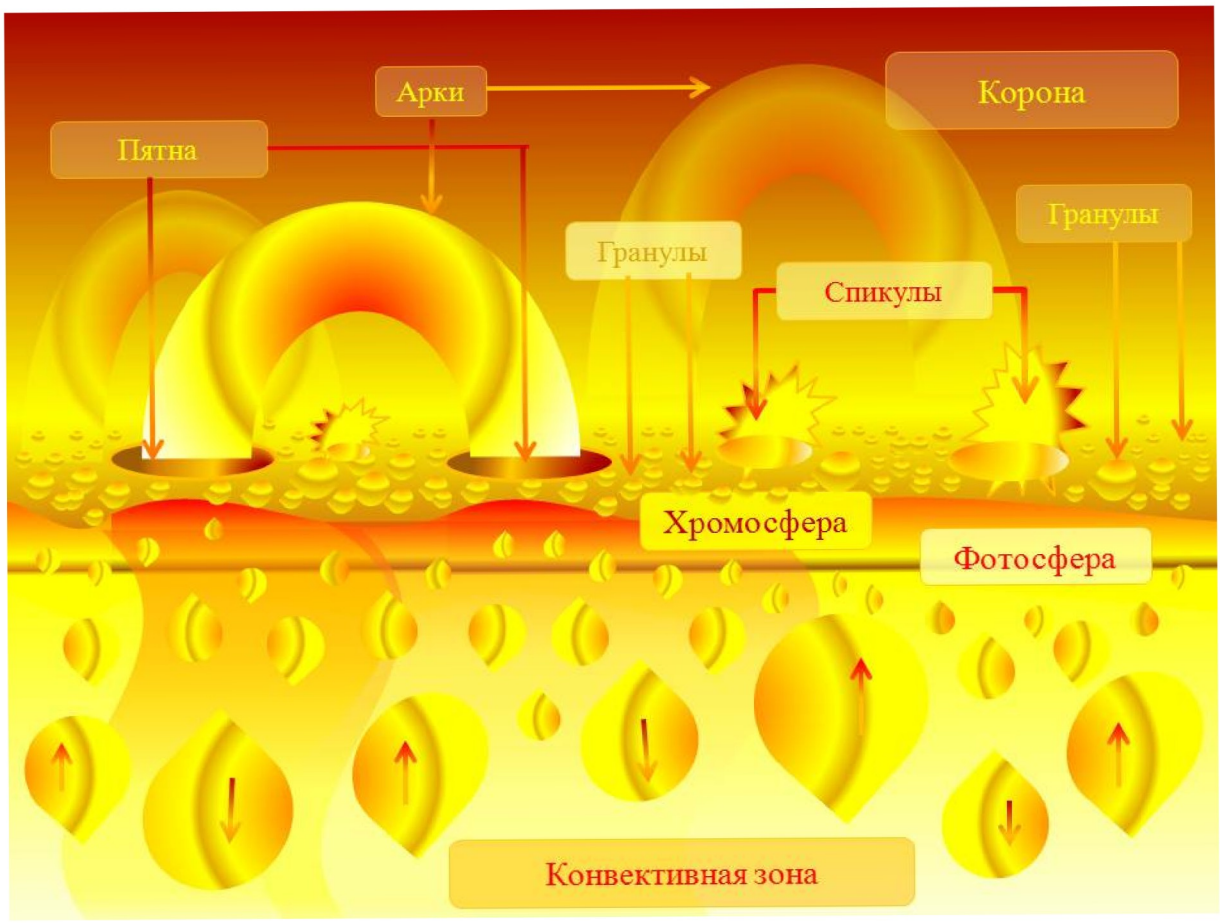



Рис. II-3-6. Фотосфера. Иллюстрация взаимодействия с конвективными ячейками

### Хромосфера

Хромосфера это неоднородный по структуре слой солнечной атмосферы, расположенный непосредственно над фотосферой. Хромосфера названа так за свою красновато-фиолетовую окраску. Она видна во время полных солнечных затмений как клочковатое яркое кольцо вокруг чёрного диска Луны, только что затмившего Солнце.

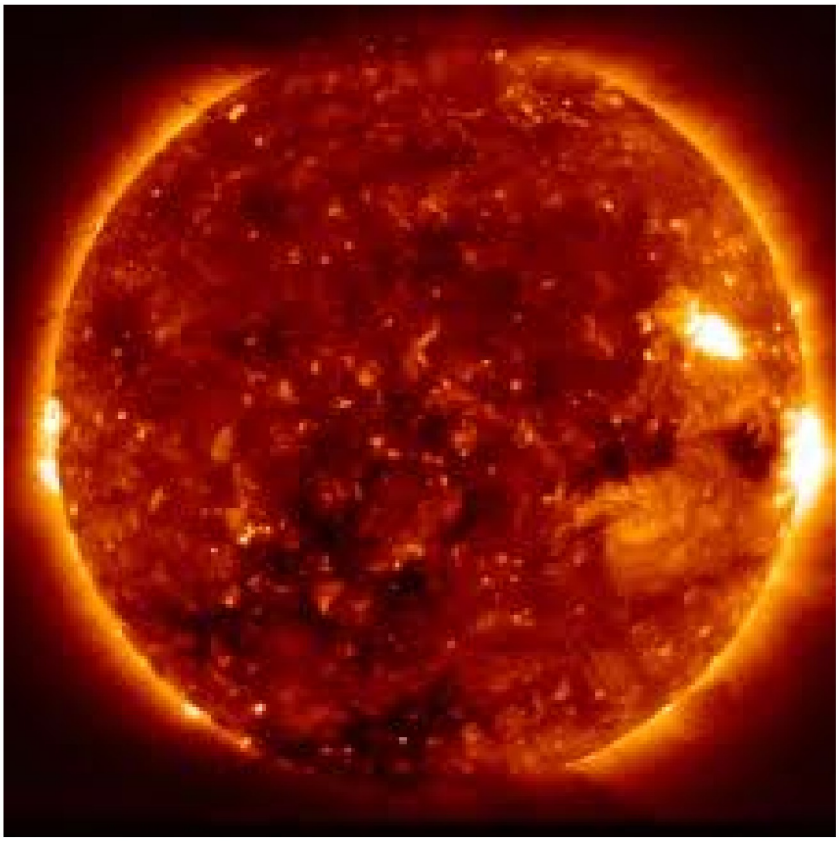


Рис. II-3-7. Хромосфера. Яркий ободок вокруг лимба Солнца.

Хромосфера весьма неоднородна и состоит в основном из ***продолговатых вытянутых язычков (спикул)***, придающих ей вид горящей травы. Температура этих хромосферных струй в два-три раза выше, чем в фотосфере, а плотность в сотни тысяч раз меньше.

Общая протяжённость хромосферы 10–15 тыс. километров. Температура хромосферы растет с высотой от 6000 К до примерно 20 000 К. При такой температуре в хромосфере Солнца формируется интенсивное излучение в линиях атома водорода, в частности в линии Н-альфа.

Одной из наиболее интересных деталей, которые можно наблюдать в хромосфере на изображениях в линии Н-альфа, являются ***протуберанцы***, представляющие собой области плотной холодной плазмы, проникающие высоко в корону и по этой причине видимые над солнечным лимбом. Излучение хромосферы Солнца в линии Н-альфа лежит в видимой области спектра и имеет яркий красный цвет.

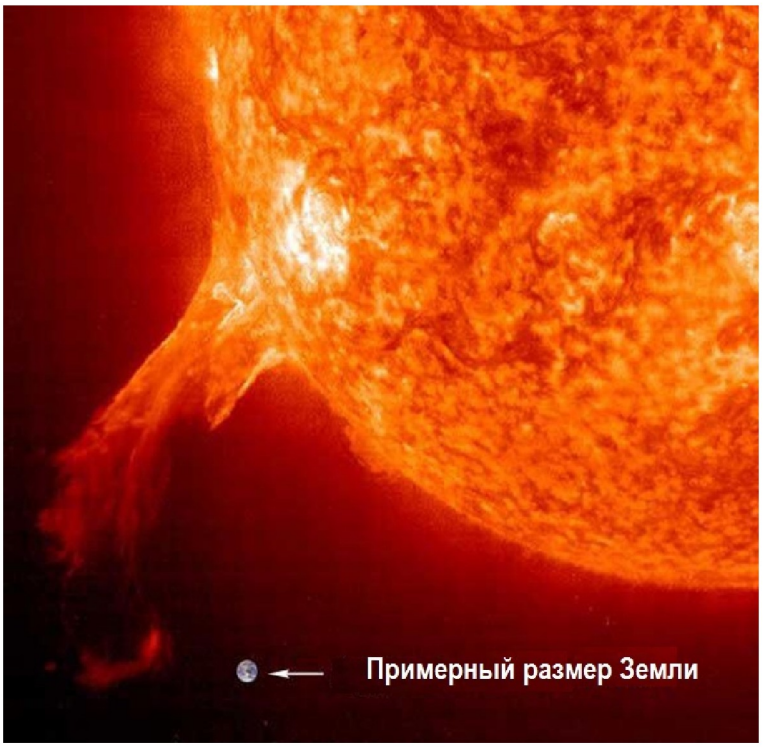



Рис. II-3-8. Протуберанец в сравнении с Землей. [2]

Рост температуры в хромосфере объясняется распространением волн и магнитных полей, проникающих в неё из конвективной зоны. Вещество нагревается примерно так же, как если бы это происходило в гигантской микроволновой печи. Скорости тепловых движений частиц возрастают, учащаются столкновения между ними, и атомы теряют свои внешние электроны: вещество становится горячей ионизованной плазмой. Эти же физические процессы поддерживают и необычайно высокую температуру самых внешних слоев солнечной атмосферы, которые расположены выше хромосферы.

### Корона

В хромосфере температура быстро растет, усиливается ионизация водорода и других элементов, и там, где она достигает почти миллиона градусов Кельвина, хромосфера переходит в горячую, сильно разреженную плазму - корону, которая расширяется в космическое пространство, образуя солнечный ветер - поток заряженных частиц (плазму), увлекающий с собою силовые линии солнечных магнитных полей и обтекающий земную

[2] http://tvsh2004.narod.ru/astr_sun/ss_sun5.html

магнитосферу. На рис. II-3-5 показан снимок короны, сделанный с Земли, с хорошим разрешением. На снимке область вблизи лимба Солнца, имеющая сиреневый цвет, - хромосфера.

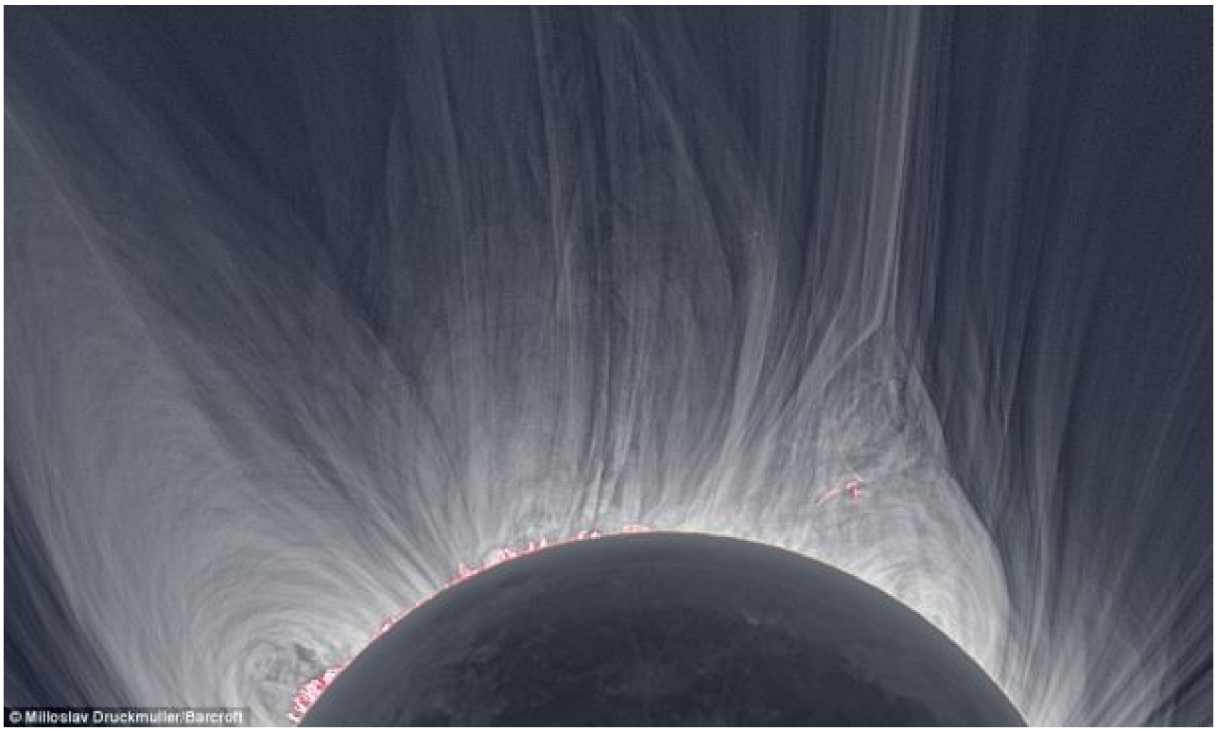



Рис. II-3-9. Солнечная корона. [3]

Корона меняется в зависимости от активности Солнца. Первую классификацию типов короны создал Алексей Павлович Ганский. Эта классификация приведена на рис. II-3-6 [4]

[3]Снимок сделан Мирославом Дракмиллером http://www.infuture.ru/article/3126

[4]Жизни Земли в атмосфере Солнца. Под ред. Э.В.Кановича. МГУ, 2007;http://www.astronet.ru/db/msg/1212879

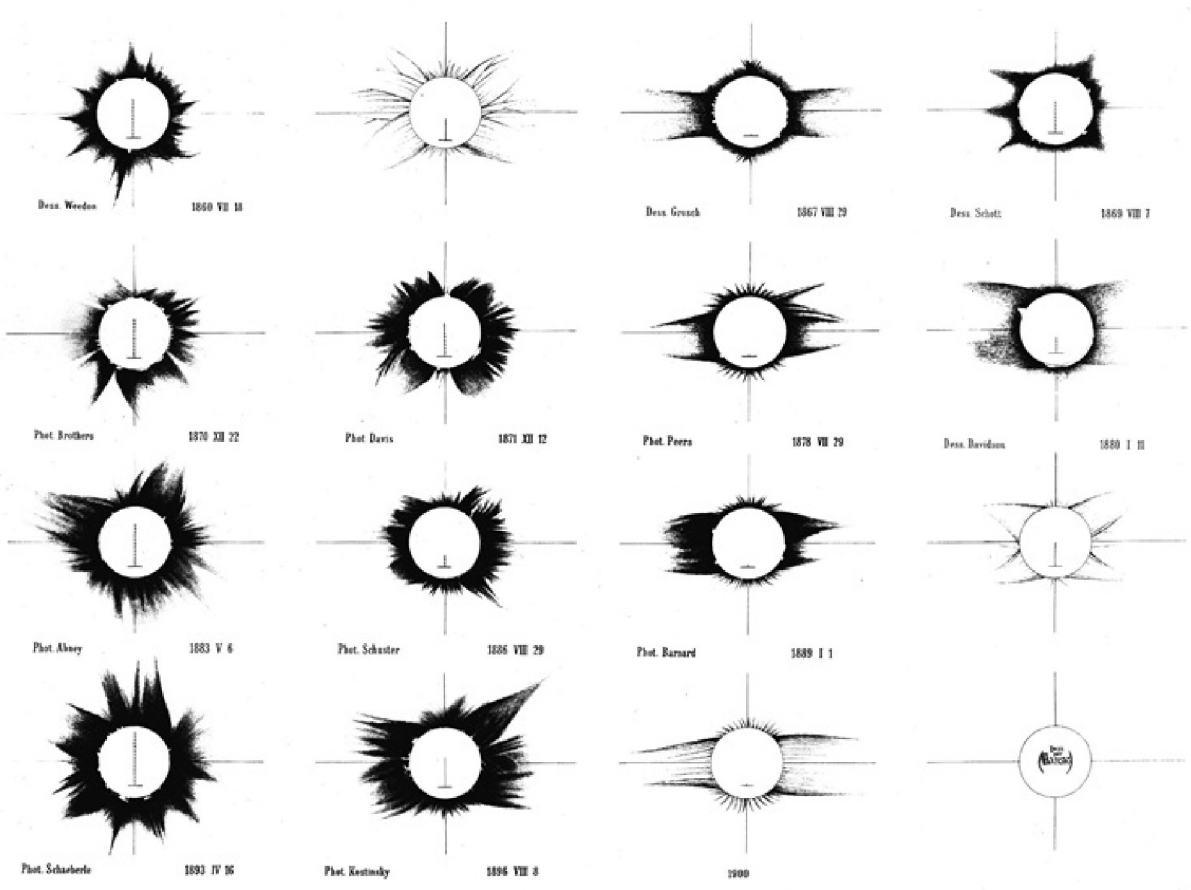



Рис. II-3-10. Классификация типов короны по А.П.Ганскому. [5]

В солнечной короне средняя температура разреженного газа около $(1-2)\cdot 10^6$ К. Он почти полностью ионизированный и состоит из электрически заряженных частиц. Такой ионизированный газ называется плазмой. Гравитация в одиночку не может удержать его в Солнце. Это было установлено в 1950-е годы, как из наблюдений, так и из физических соображений. Первоначальное объяснение состоит в предположении, что из-за огромной температуры газа корона должна расширяться со сверхзвуковой скоростью от Солнца. В настоящее время это утверждение подвергается сомнению. Как было установлено с помощью спутника Ulysses, орбита которого пролегала над полюсами Солнца, быстрый солнечный ветер дует из ***коронaльных дыр***. Поэтому есть гипотеза (Веселовский И.С.),

[5] Алексей Павлович Ганский , (8 июля (20 июля) 1870, с. Николаевка (Ганское) (ныне Одесская область), Ананьевского уезда Херсонской губернии. Умер 29 июля (11 августа) 1908, Симеиз)

состоящая в том, что солнечный ветер порождается электромагнитными процессами в плазме в области корональных дыр, где величина магнитного поля выше.

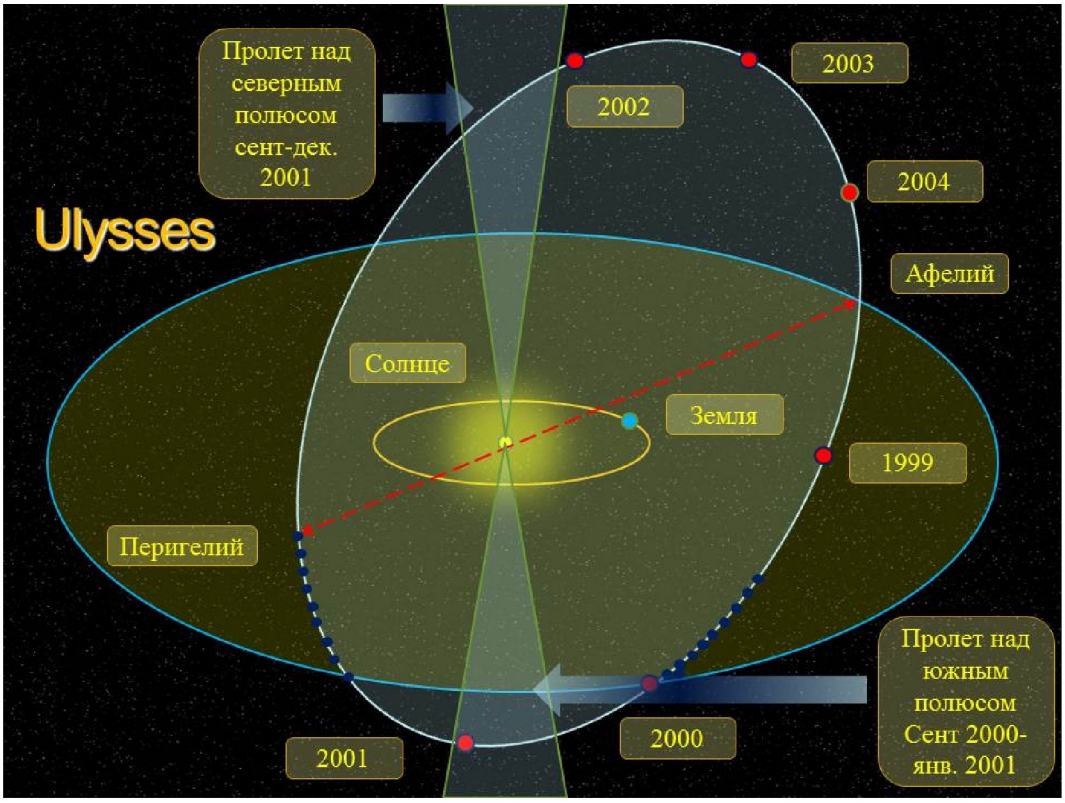



Рис. II-3-11. Орбита космического аппарата Ulysses (Улисс)

Корональные дыры (КД) – протяженные области короны с сильно пониженной яркостью, наблюдаемые в рентгене на диске Солнца. Плотность короны в этих областях меньше. КД являются источниками усиленного солнечного ветра. КД сохраняются в течение нескольких солнечных оборотов. Возможно, именно КД обуславливают известную 27-дневную повторяемость многих геофизических явлений.

Корональные дыры отличаются отсутствием рентгеновского излучения из-за сильного уменьшения плотности плазмы короны в них. Корональные дыры образуют радиальные «коридоры» усиленного солнечного ветра. Через КД ускоренные потоки солнечного ветра и СМЕ, порожденные вспышками, распространяются в космическое пространство, образуя протяженные области в солнечной короне, отличающиеся отсутствием рентгеновского излучения.

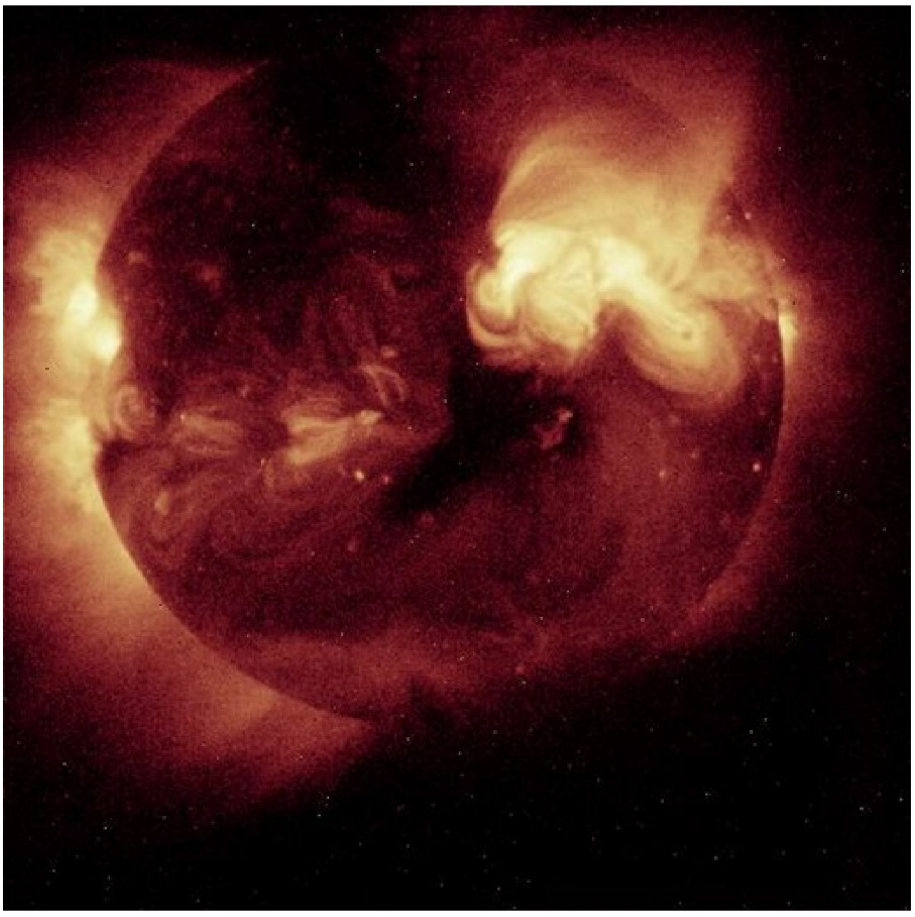


Рис. II-3-12. Корональные дыры

# 2 Лекция 4. Магнитное поле Солнца. Солнечный ветер. Гелиосфера

## 2.1 Дифференциальное вращение Солнца

В 1912 г. Д. Хейл (США) обнаружил слабое (приблизительно 1 Гаусс) общее магнитное поле (МП) Солнца. Бэбкок предположил, что, подобно земному, оно имеет дипольный характер, но сконцентрировано во внешних слоях, обладающих дифференциальным вращением (внешние слои Солнца вращаются со скоростью, меняющейся с широтой. См. Рис. II-4-1). Согласно законам Максвелла, перемещение магнитных полей создает

электрические токи в проводнике (в том числе и в плазме), магнитное действие которых, по законам электромагнитной индукции, препятствует вызывающему их перемещению. В итоге, плазма в сильном магнитном поле может перемещаться только вдоль его силовых линий. Напротив, если кинетическая энергия движения плазмы велика, то более слабые поля она увлекает с собою, как если бы они были вморожены в нее.

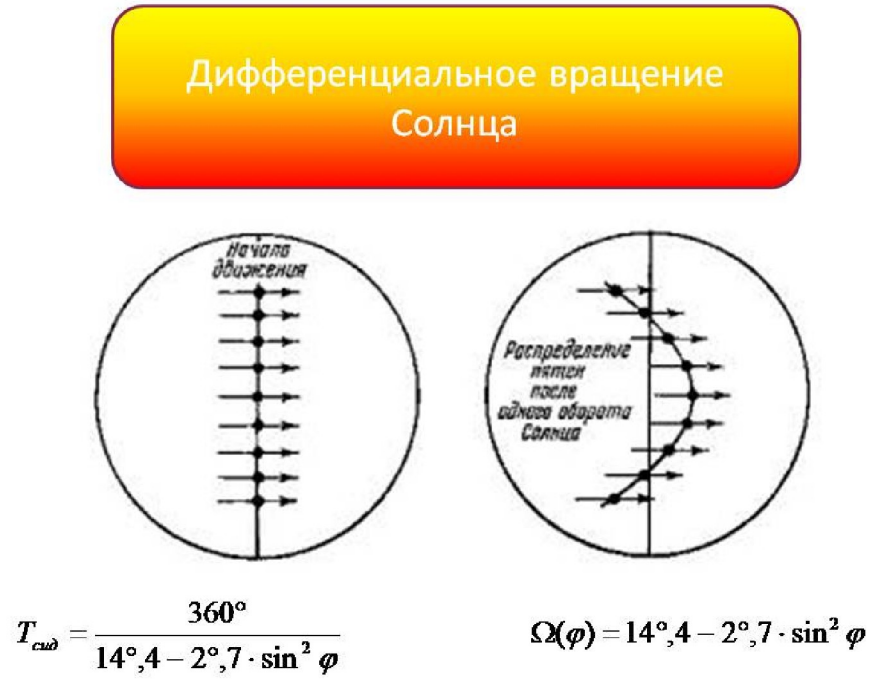



Рис. II-4-1. Дифференциальное вращение Солнца [6]

Динамо эффект - усиление магнитных полей, обусловленное некоторыми видами движения плазмы. При качественном описании изначально предполагается, что магнитное поле Солнца содержит в качестве составляющих полоидальное (а) и тороидальное (б) поля. В первом силовые линии направлены по меридианам, как поле диполя, во втором - по параллелям, как поле прямого тока. При неоднородном вращении, когда разные слои имеют разную угловую скорость , вмороженная силовая линия полоидального поля закручивается - одни ее части уходят вперед по сравнению с другими из-за эффекта

[6] http://www.kosmofizika.ru

"вмороженности". В соответствии с законами электромагнитной индукции более быстрое вращение у экватора индуцирует дополнительное магнитное поле. В итоге, магнитные силовые линии как бы вытягиваются вокруг оси вращения, усиливая магнитное поле за счет торможения вращения ($\Omega$-эффект). Динамо-эффект будет рассмотрен в лекциях о магнитном поле Земли более подробно.

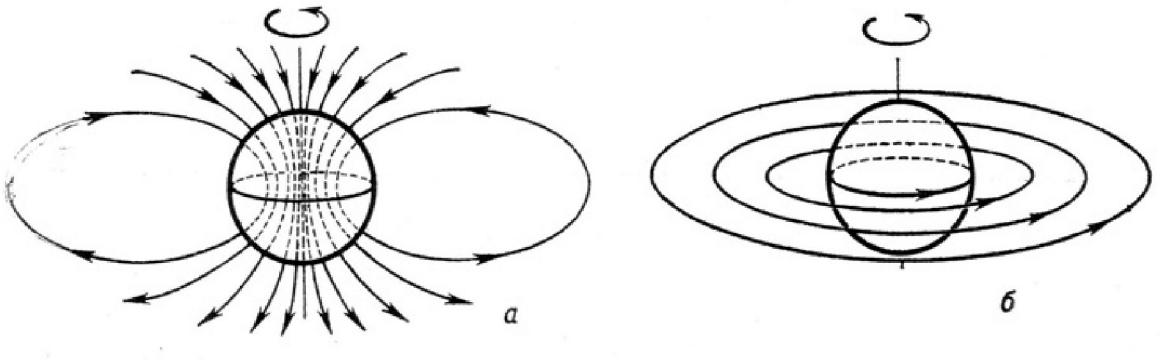



Рис. II-4-2. Полоидальная и тороидальная компоненты магнитного поля Солнца [7]

## 2.2 Солнечная корона и солнечный ветер

### Солнечный ветер

Теория Паркера солнечного ветра строится на следующих предположениях. Первое состоит в том, что солнечный ветер - это гидродинамический поток, возникающий в короне Солнца из-за большой ее температуры (термический ветер) и направленный наружу. Скорость его достаточно велика, что бы преодолеть силу тяготения. Поэтому первым уравнением теории является уравнение Эйлера радиального течения газа в поле тяготения Солнца:

$$u\frac{du}{dr} = -\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} - \frac{GM_\odot}{r^2}. \tag{2.1}$$

Второе уравнение - это также уравнение гидродинамики, выражающее закон сохранения массы, которое при радиальном стационарном течении газа будет иметь следующий вид:

$$\rho r^2 u = \rho_0 r_0^2 u_0 = I = \text{const}. \tag{2.2}$$

Последнее уравнение теории Паркера представляет уравнение состояния газа, которое можно записать в разных вариантах. В простейшем случае можно предположить, что газ

[7] http://www.nmdb.eu/?q=node/288

вытекая из короны Солнца, не изменяет температуры: $T = T_0 = \text{const}$ [7]. В этом случае имеем следующее уравнение состояния:

$$P = 2\frac{\rho}{m_p}kT, \tag{2.3}$$

где $m_p$ - масса частиц ветра, т.е. протонов.

Другое предположение состоит в адиабатичности потока [8], которое можно записать в следующем виде

$$P = K\rho^{\gamma}. \tag{2.4}$$

В обоих случаях анализ приводит к похожим результатам, поэтому для простоты рассмотрим более простой изотермический случай. Подставляя в (2.1) выражения (2.2) и (2.3), получаем:

$$\frac{1}{u}\frac{du}{dr} + \frac{2kT}{m_p}\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dr} + \frac{GM_\odot}{r^2} = 0,$$

или

$$\frac{1}{u}\frac{du}{dr}\Big(u^2 - \frac{2kT}{m_p}\Big) = \frac{4kT}{m_p}\frac{1}{r} - \frac{GM_\odot}{r^2} = \frac{1}{r^2}\Big(\frac{4kT}{m_p}r - GM_\odot\Big). \tag{2.5}$$

Это уравнение имеет интеграл движения следующего вида:

$$\frac{1}{2}\Big(u^2 - u_0^2\Big) + 2\frac{kT}{m_p}\Big(\ln\rho - \ln\rho_0\Big) = \frac{GM_\odot}{r} - \frac{GM_\odot}{r_0}. \tag{2.6}$$

Поэтому легко можно выписать решения при заданных параметрах солнечного ветра. Однако удобнее провести качественный анализ этого решения основываясь на уравнении (2.5).

Обратим внимание на то, что в правой части уравнения (2.5) стоит только радиальное расстояние от центра Солнца. Как видно, эта функция обращается в ноль на некотором критическом расстоянии $r_c$ от Солнца, которое имеет следующий вид:

$$r_c = \frac{GM_\odot m_p}{4kT}.$$

На этом расстоянии от Солнца, которое определяется только температурой $T$, должна обращаться в ноль и левая часть уравнения (2.5). Поэтому в этой точке либо скорость достигает минимального или максимального значения и выполняется условие:

$$\left.\frac{du}{dr}\right|_{r=r_c} = 0,$$

либо

$$u^2\big|_{r=r_c} = \frac{2kT}{m_p}.$$

Во втором случае имеем:

$$u_c = \pm\sqrt{\frac{2kT}{m_p}},$$

что также определяется температурой. Таким образом, все возможные графики $u = u(r)$, которые соответствуют решениям (2.6), распадаются на четыре класса.

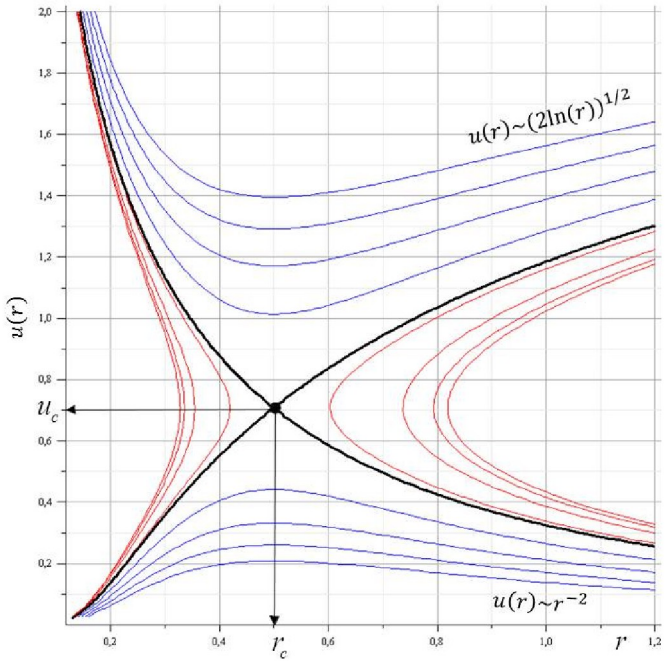



Рис. II-4-3. Интегральные кривые решения уравнений Паркера для солнечного ветра в изотермическом случае.

Эти кривые представлены на рис. II-4-3. Для их параметризации соотношение (2.6) было представлено в виде:

$$U^2 - \ln U = 2\ln R - \frac{A}{R} + B,$$

где $U = u/V_0$, $R = r/r_0$,

$$A = \frac{2GM_\odot}{r_0 V_0^2}, \quad B = \frac{u_0^2}{V_0^2} - A, \quad V_0 = \frac{4kT}{m_p}.$$

Параметры $u_0$ и $r_0$ - начальные значения на границе короны. Кривые на рис. II-4-3 получены для различных $A$ при фиксированном $B = 1$. Для этого случая $R_c = 0.5$ и $U_c = 0.5$.

Синие кривые на рис. II-4-3, лежащие ниже критической точки, описывают поток, который имеет малую скорость у поверхности Солнца и вдали от него убывающий по закону $u \sim r^{-2}$. Скорость его возрастает лишь вблизи критического радиуса. Синие кривые, лежащие выше критической точки, описывают поток, имеющий большую скорость вблизи поверхности и вдали от Солнца, увеличивающийся слабо с расстоянием по закону $u \sim (2\ln r)^{1/2}$ Красные кривые справа от критической точки описывают поток, который обтекает солнечную корону с большой скоростью. Красные кривые слева описывают потоки, которые рождаются на Солнце, но опять возвращаются на него. Эта модель имеет недостаток, состоящий в том, что полученные решения описываю модуль скорости солнечного ветра и ничего не сообщают о его направлении. В результате, синие кривые могут описывать поток, который направлен как к Солнцу, так и от него. Они лишь фиксируют величину скорости потока на заданном расстоянии от Солнца. В настоящее время предполагается, что основную роль в формировании потока именно от Солнца играет его магнитное поле и его флуктуации, особенно это относится к быстрому ветру, дующему из корональных дыр [13].

Как оказывается (см. [8]), если не принимать в расчет невозможность с помощью рассмотренной модели изотермического солнечного ветра определить направление ветра, то относительно хорошо эта модель описывает реальную ситуацию (для вытекающего ветра) лишь в области до критической точки. При больших расстояниях лучше подходит адиабатическая модель с $\gamma = 5/3$.

В действительности солнечный ветер - это горячая плазма, вытекающая из из солнечной короны от Солнца со скоростью от чуть ниже 300 до более чем 1000 км/с во время переходных событий. Можно выделить два режима у стандартного солнечного ветра: быстрый солнечный ветер, вытекающий из корональных дыр на скорости до 800 км/с, и медленный солнечный ветер из других регионов в короне (особенно в больших структурах, называемых корональные стримеры, хорошо известные из фотографий затмений) со скоростью до 400 км/с. Ветер состоит в основном из заряженных частиц: протонов, электронов и с небольшой добавкой (5%) ионизированного гелия и нескольких ионов тяжелых элементов. Все эти элементы можно обнаружить на изображениях на рис. II-3-8 и II-3-11.

Параметры солнечного ветра, измеренные в космосе около Земли:

| Параметр | Быстрый ветер | Медленный ветер |
|---|---|---|
| Скорость | 500-800 км/с | 250-400 км/с |
| Плотность | $3 \cdot 10^6$ м$^{-3}$ | $10 \cdot 10^6$ м$^{-3}$ |
| Температура протонов | $2 \cdot 10^5$ К | $4 \cdot 10^4$ К |
| Температура электронов | $1.2 \cdot 10^5$ К | $1.5 \cdot 10^5$ К |
| Магнитное поле | 2-10 нТ | 2-10 нТ |

Таблица II-3. Параметры Солнечного ветра.

Солнечный ветер неоднороден в пространстве. Радиальная зависимость наиболее подробно изучена прямыми методами вблизи плоскости эклиптики на расстояниях от приблизительно 0,3 а.е. до нескольких десятков а.е. Наиболее удаленные космические аппараты Pioner10,11 Voyager1,2 после трех десятков лет своего полета достигли расстояний порядка 80-100 а.е. Как было измерено этими аппаратами, плотность протонов $n$ и их поток $nu$ убывают с удалением от Солнца по закону близкому к $\sim r^{-2}$. Скорость солнечного ветра мало меняется с расстоянием. Температура электронов также слабо зависит от расстояния. Температура протонов за орбитой Земли $T_p \sim r^{-0.52}$, согласно данным КА "Pioneer-10"при полете от 1 до 12.2 а.е. в 1972-1977 гг . Магнитное поле ослабляется с удалением от Солнца в грубом соответствии с моделью Паркера.

### Спираль Паркера

Важным элементом теории Паркера является возможность описать то, как выглядят силовые линии магнитного поля Солнца вдали от него. Наиболее важным элементом модели магнитного поля Солнца, предложенной Паркером, играет условие вмороженности магнитного поля в плазму. При выполнении этого условия магнитное поле жестко связывается с частицами плазмы и переносится ими. Условие вмороженности выполняется, если плотность кинетической энергии плазмы $\rho u^2/2$ больше плотности энергии магнитного поля $B^2/8\pi$. Это условие выполняется для солнечного ветра из-за достаточно большой плотности.

Рассмотрим магнитное поле в плоскости экватора Солнца (фактически эклиптики). Для магнитного поля в этой плоскости выполняется уравнение отсутствия магнитных

зарядов:

$$\mathrm{div} B = 0.$$

В полярной системе координат это уравнение можно записать в следующем виде:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial r B_r}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} = 0.$$

Отсюда получаем:

$$\frac{\partial r B_r}{\partial r} + \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} = 0.$$

Это означает, что существует такая функция $\chi$, что:

$$r B_r = \frac{\partial \chi}{\partial \varphi}, \quad B_\varphi = -\frac{\partial \chi}{\partial r}.$$

Функция $\chi$ - это функция, вдоль изолиний которой направлен вектор магнитного поля $rB_r,\ B_\varphi$. Силовые линии магнитного поля привязаны к определенным точкам на поверхности Солнце и вращаются вместе с ним. Поскольку магнитное поле связано с Солнцем, то с точки зрения наблюдателя, находящегося на нем, функция $\chi$ должна оставаться неизменной. Следовательно, в такой системе отсчета должно выполняться условие:

$$\frac{d\chi}{dt} = 0.$$

Отсюда в инерциальной системе отсчета для внешнего наблюдателя, который движется со скоростью $u = \dot{r}$ вдоль радиальной координаты, находим:

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{\partial \chi}{\partial r}\frac{dr}{dt} + \frac{\partial \chi}{\partial \varphi}\frac{d\varphi}{dt} = 0.$$

Отсюда:

$$-B_\varphi \frac{dr}{dt} + r B_r \frac{d\varphi}{dt} = 0. \tag{2.7}$$

Это есть уравнение траектории переноса постоянного по модулю магнитного поля с точки зрения условного наблюдателя, находящегося на Солнце. Магнитное поле движется вместе с точками среды и не меняется ни по модулю, ни по направлению. Однако с точки зрения наблюдателя на Солнце направление поля меняется все время. Это означает, что с точки зрения этого наблюдателя направление магнитного поля все время совпадает с направлением скорости солнечного ветра:

$$\mathbf{B} = \alpha \mathbf{u},$$

где $\alpha$ - некоторая постоянная. Но солнечный ветер с точки зрения этого наблюдателя имеет радиальную компоненту, равную $u$, а линейная скорость вращения равна $r\Omega$, где $\Omega$ - угловая скорость вращения Солнца на экваторе. Отсюда следует:

$$B_r = \alpha u, \quad B_\varphi = \alpha r\Omega.$$

Подставляя эти соотношения в (2.7), находим окончательно уравнение силовой линии магнитного поля:

$$-r\Omega\frac{dr}{dt} + ru\frac{d\varphi}{dt} = 0$$

или окончательно:

$$\frac{dr}{d\varphi} = \frac{u}{\Omega}.$$

Интегрируя это уравнение, получаем:

$$r = \frac{u}{\Omega}\Big(\varphi - \varphi_0\Big),$$

где $\varphi_0$ - начальный угол спирали на поверхности Солнца. Это соотношение представляет собой уравнение ***спирали Архимеда***. В приложении к силовым линиям магнитного поля Солнца эта спираль называется ***спиралью Паркера***. Примерный вид силовых линий спирали Паркера представлен на рис. II-4-4. В каждой точке спирали магнитное поле равно такому его значению и по модулю, и по направлению, которое оно имело на поверхности Солнца в момент отрыва его вместе с солнечным ветром.

При расчете движения частиц, которые движутся вдоль магнитных силовых линий (солнечные космические лучи (СКЛ)) необходимо вычислять длину спирали Архимеда. Длина этой спирали равна:

$$L = \int_0^\varphi k\sqrt{1+\varphi^2}d\varphi = \frac{k}{2}\left[\varphi\sqrt{1+\varphi^2} + \ln\left(\varphi + \sqrt{1+\varphi^2}\right)\right]$$

Эта формула позволяет рассчитать время прилета частиц СКЛ к Земле.

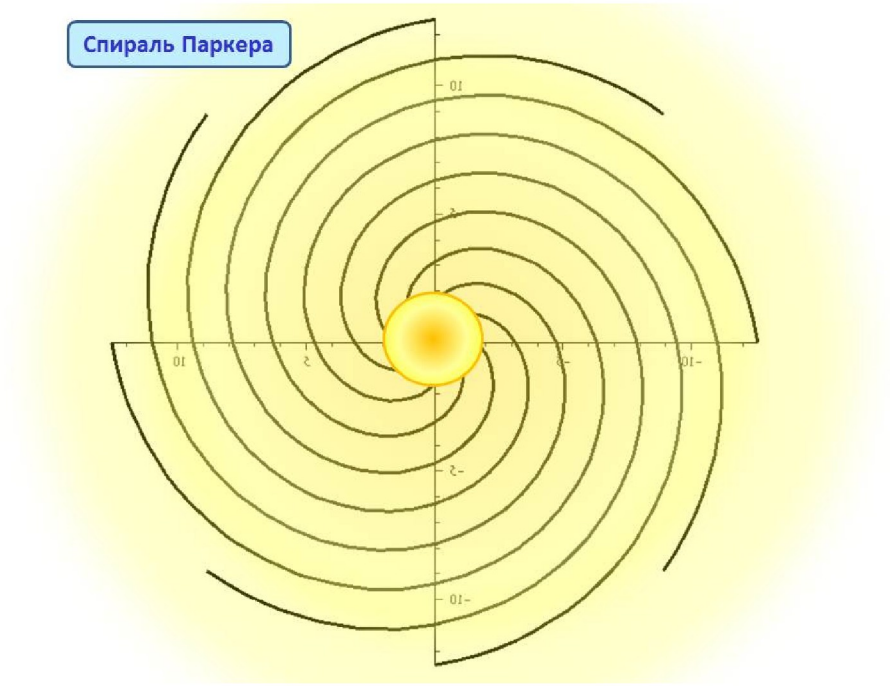



Рис. II-4-4. Спираль Паркера.

## 2.3 Секторная структура магнитного поля Солнца

Магнитное поле Солнца, если двигаться вдоль его экватора, изменяет свое направление. На одних участках оно направлено к Солнцу, а на других - от Солнца. В результате солнечный ветер, унося силовые линии магнитного поля от Солнца, порождает специфическую секторную структуру магнитного поля Солнца, которая изображена на рис. II-4-5.

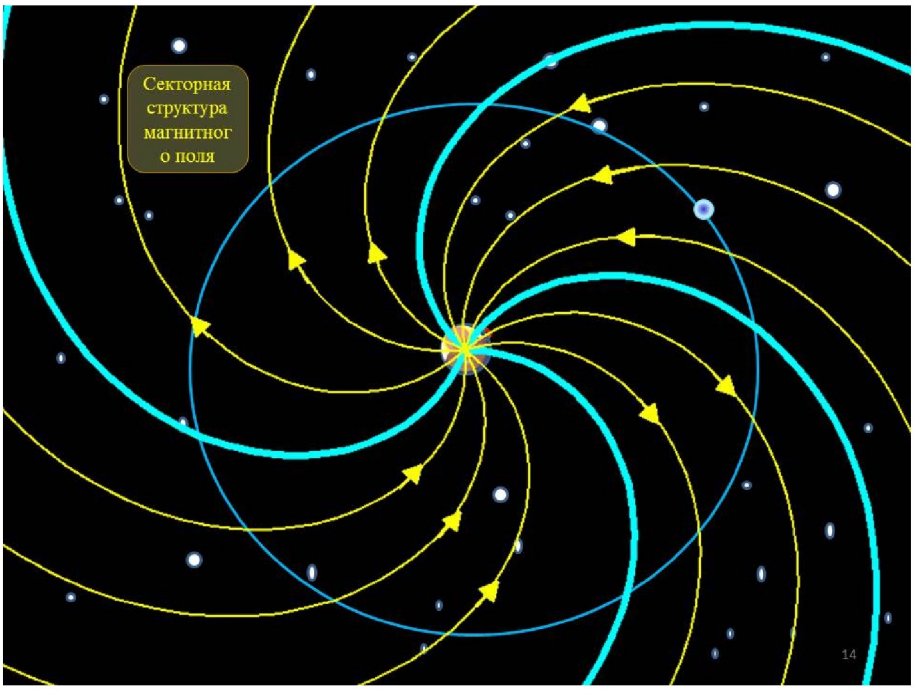



Рис. II-4-5. Секторная структура магнитного поля Солнца.

Границы секторов на рисунке II-4-5 изображены голубым цветом, а силовые линии поля с указанием направления вектора магнитной напряженности внутри секторов изображены желтым. На границе секторов направление силовых линий магнитного поля быстро изменяется на противоположное. С точки зрения наблюдателя, находящегося на Земле, секторная структура вращается вместе с Солнцем с угловой скоростью равной примерно один оборот за 28 дней в ту же сторону, что и движется Земля по орбите. С такой скоростью движется плазма на экваторе Солнца. Поэтому границы секторов постоянно догоняют Землю и при прохождении сектора через Землю слегка возмущают магнитосферу Земли.

## 2.4 Гелиосфера

***Гелиосфера*** является трехмерной областью вокруг Солнца, которая заполняется солнечным ветром и его составляющими (внутри) магнитного поля. Сверхзвуковой солнечный ветер сталкивается с межзвездной средой и образуется область, где скорость солнечного ветра падает. Эта переходная область называется границей гелиосферы. Скачок скорости плотности в ***межзвездном ветре*** происходит на границе ударной

волны. Гелиопауза - это область, где скорости солнечного ветра и межзвездного ветра сравниваются.

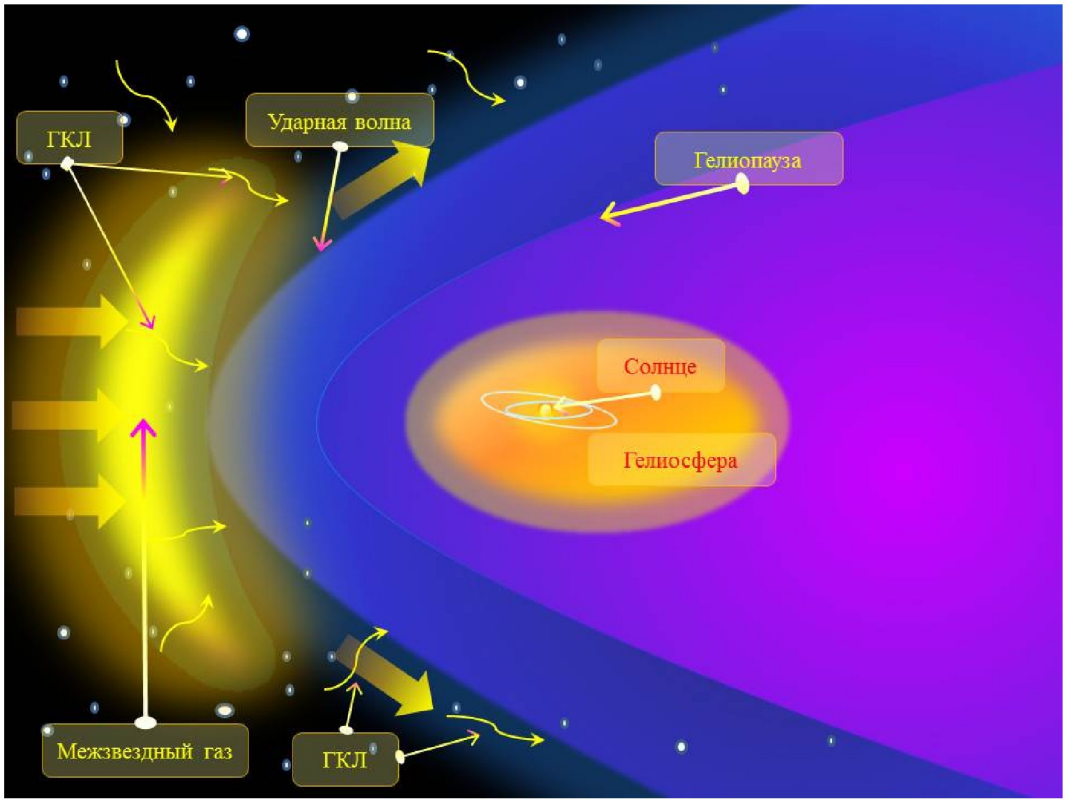



Рис. II-4-6. Структура окрестностей Солнечной системы, взаимодействующей с галактической средой [8].

Размер гелиосферы, по оценкам, около 100 AU (1 AU расстояние между Солнцем и Землей = Астрономическая единица $1.5 \cdot 10^8$ км), на основе измерений нейтронного монитора временных вариаций галактических космических лучей (см. ниже). Это непосредственно наблюдали два космических корабля Voyager-1,2, когда они пересекали гелиосферу в 2007 и 2008 годах (см. рис. II-4-1).

Космические аппараты дают возможность измерить непосредственно основные физические параметры солнечного ветра. Солнечный ветер не тихий поток газа: непрерывные колебания магнитного поля (альвеновские волны) получаются путем турбулентного движения газа на Солнце, и двигаются наружу. Разрывы магнитного поля

[8] http://www.nasa.gov/centers/ames/images/content/72408main_ACD97-0036-1.jpg

и ударные волны возникают при столкновении быстрого и медленного потока солнечного ветра (CIR) и извержениях в солнечной короне, при выбросах корональной массы (CME) и солнечных вспышках. Выбросы корональной массы распространяются через Солнечную систему, и могут быть измерены вблизи Земли как межпланетные выбросы корональной массы (ICMEs). Некоторые из них называются магнитные облака. Когда они достаточно быстрые, они создают ударную волну перед собой - как самолет, который летит быстрее, чем звук в атмосфере Земли.

**"Вояджер 1"и "Вояджер 2": Граница для Солнца**

Космический аппарат Вояджер 1, запущенный в 1977 году, пересек границы нашей солнечной системы в середине 2005 [9]. Внешняя граница солнечной системы проходит за орбитой Плутона. На определенном внешнем удалении от орбиты Плутона находится пространство, где скорость солнечного ветра резко падает от сверхзвуковых скоростей на дозвуковые. В этой области, названной гелиопаузой, резко снижается плотность межзвездного космического вещества.

Вояджеры обнаружили “аномальные космические лучи”, которые замедляют свою скорость при входе в зону гелиопаузы и ускоряют ее при выходе из нее. Данные, полученные с Вояджера, об аномальных космических лучах разрешают многие противоречия, с которыми сталкивались астрономы на протяжении последних 30 лет. Космические аппараты Вояджер 1 и Вояджер 2 являются частью миссии НАСА, нацеленной на изучение отдаленных регионов солнечной системы и межзвездного пространства. Оба Вояджера способны передавать научные данные при помощи своего набора научных инструментов, которые, по прогнозам ученых, могут еще правильно функционировать до 2020 года. Их первоначальная цель была изучение Юпитера и Сатурна. Однако после завершения изучения этих планет выяснилось, что пара кораблей по-прежнему была в нормальной рабочей форме. Более того, на своем борту оба Вояджера несут послания пока еще не обнаруженным внеземным цивилизациям. На борту аппаратов находятся 12-дюймовые пластинки с земными звуками и посланием, а также общая информация о землянах, нашей культуре и жизни на планете.

[9] http://galspace.spb.ru/nature.file/geliosf.html

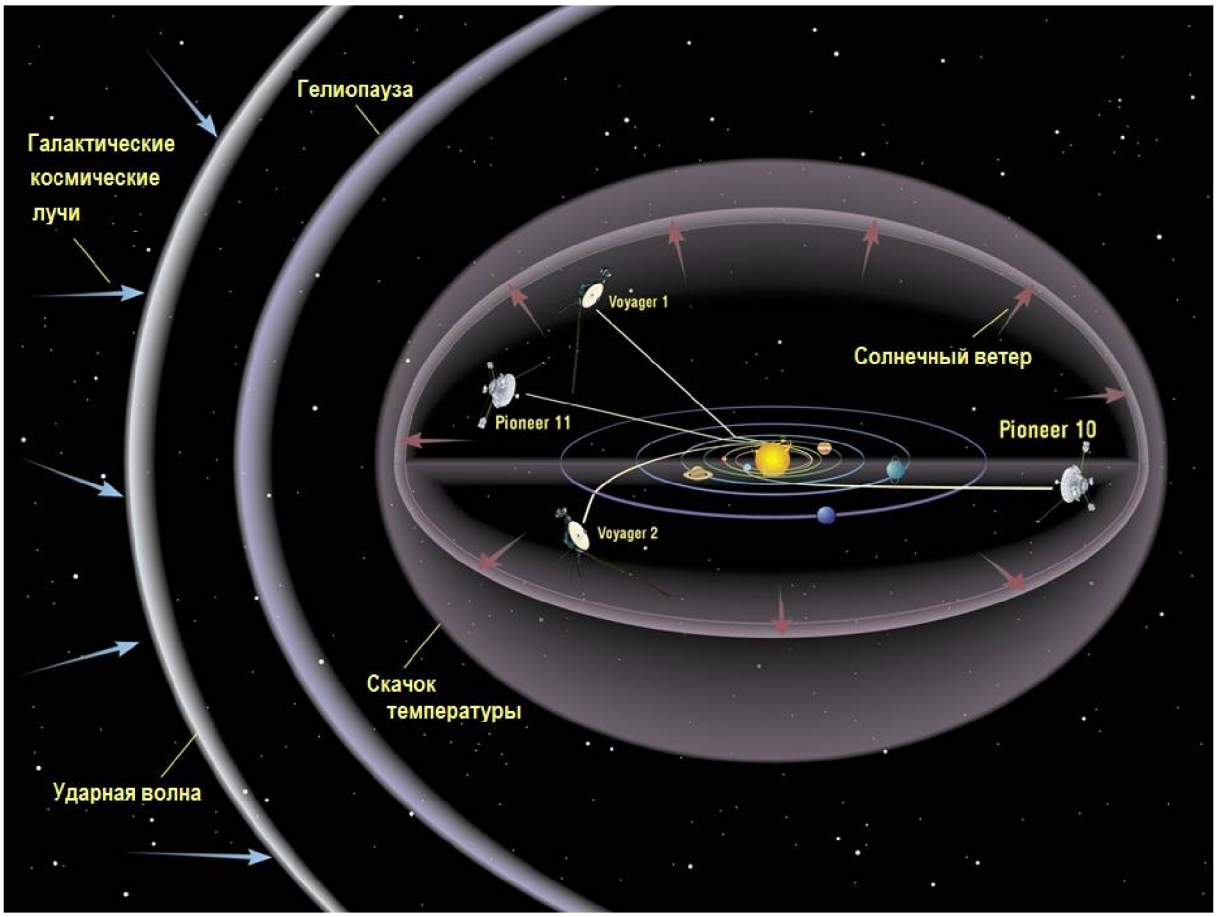



Рис. II-4-7. Гелиосфера, гелиопауза, ударная волна и траектории аппаратов Пионер 10,11 и Вояджер 1,2. [10]

# 3 Лекция 5. Солнечная активность и космическая погода

## 3.1 Циклы солнечной активности

Как было установлено еще 200-300 лет назад, Солнце изменяется со временем. Визуально это выглядит как появление и исчезновение темных пятен на ее поверхности. Наблюдение

[10] http://dic.academic.ru/dic.nsf/ruwiki/863624,
http://www.kosmofizika.ru/owz/svertilov/var_cr.htm

за такими пятнами послужило первой отправной точкой для наблюдений за изменениями ***активности Солнца***. В настоящее время состояние Солнца оценивается по целому ряду разнообразных индексов, основная часть из которых приведена в Таб. II-5-1.

| Параметр | Обозначение |
|---|---|
| Относительные числа Вольфа | W |
| Площади солнечных пятен | S |
| Площадь кальциевых флоккулов | K |
| Поток радиоизлучения 10.7 | см (2800 МГц)<br>F10.7 |
| Индекс вспышек | баллы 1, 2, ... |
| Облученность (солнечная постоянная) | Q |
| Усредненные по трем направлениям<br>и трехчасовым интервалам вариации<br>составляющих вектора геомагнитного поля<br>для данной обсерватории – локальный<br>трехчасовой индекс магнитной активности | K-индекс |
| Осредненный по 12 обсерваториям | K-индекс |
| глобальный (планетарный) индекс<br>Используются варианты | Kp<br>ap, Ap и др. |
| Часовой индекс мощности магнитной<br>бури, шторм-тайм-вариация | Dst |
| Минутный индекс, амплитудная характеристика<br>полярных геомагнитных возмущений<br>и его оставляющие | AE<br><br>AL, AU |

Таб. II-5-1. Индексы солнечной активности, используемые в настоящее время.

Когда у астрономов и физиков появились достаточно точные приборы, с помощью которых удалось измерить поток энергии от Солнца на входе в атмосферу (см. Рис. II-3-1), то выяснилось, что полный поток энергии от Солнца со временем практически не меняется, хотя мы и наблюдаем какие-то изменения на его поверхности (фотосфере и хромосфере) и в состоянии короны. На рис. II-5-1 приведен график изменения солнечной "постоянной" - суммарного потока от Солнца со временем за 20 лет с 1978 по 2000 год.

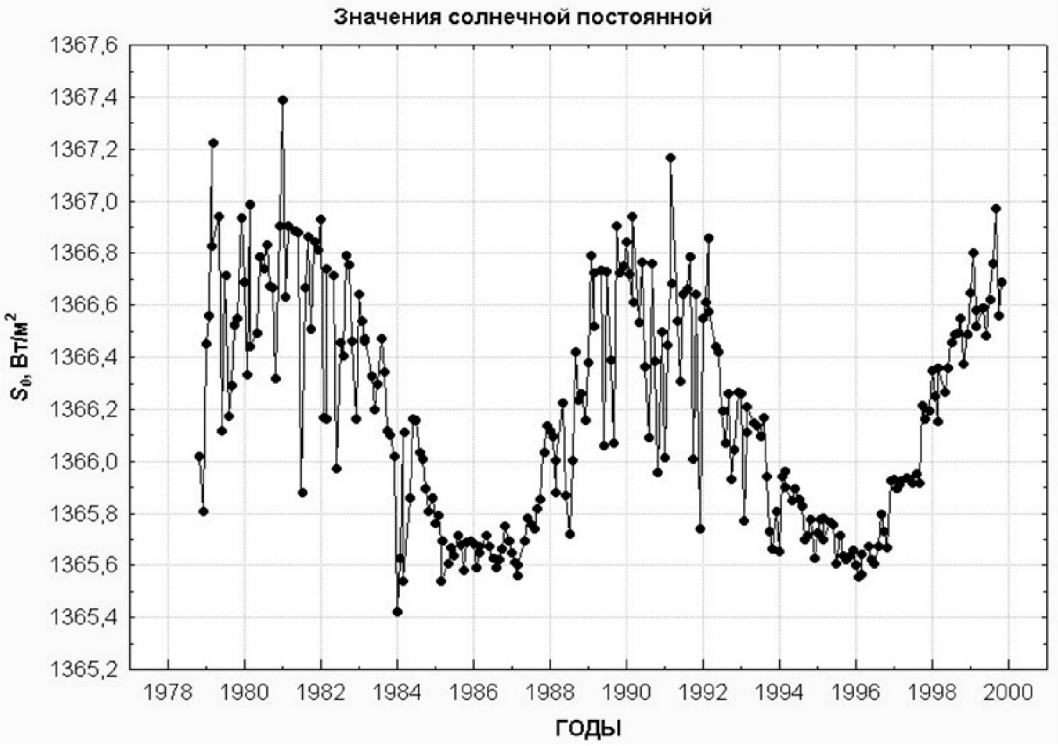



Рис. II-5-1. Изменения солнечной постоянной.

Как видно из этого рисунка, величина солнечной постоянной изменяется на доли процента. Однако на этом графике отчетливо видны колебания этой величины с периодом около 11 лет. Периодичность изменения солнечной активности была установлена еще в XVII веке, когда появились достаточно длинные и систематические ряды данных о числе наблюдаемых пятен на Солнце.

## 3.2 Изменения числа пятен на Солнце. Ряд чисел Вольфа

Солнечная активность - совокупность явлений, периодически возникающих в солнечной атмосфере. Проявления солнечной активности тесно связаны с магнитными свойствами солнечной плазмы. Возникновение активной области начинается с постепенного увеличения магнитного потока в некоторой области фотосферы. В соответствующих местах хромосферы после этого наблюдается увеличение яркости в линиях водорода и кальция. Такие области называют флоккулами. Примерно в тех же участках на Солнце в фотосфере (т.е. несколько глубже) при этом также наблюдается увеличение яркости в белом (видимом) свете - факелы. Увеличение энергии,выделяющейся в области

факела и флоккула,является следствием увеличившихся до нескольких десятков эрстед напряженности магнитного поля. Затем в солнечной активности наблюдаются солнечные пятна,возникающие через 1-2 дня после появления флоккула в виде маленьких чёрных точек - пор. Многие из них вскоре исчезают,и лишь отдельные поры за 2-3 дня превращаются в крупные темные образования. Типичное солнечное пятно имеет размеры в несколько десятков тысяч километров и состоит из темной центральной части - тени и волокнистой полутени.

Важнейшая особенность пятен - наличие в них сильных магнитных полей,достигающих в области тени наибольшей напряженности в несколько тысяч эрстед. В целом пятно представляет собой выходящую в фотосферу трубку силовых линий магнитного поля,целиком заполняющих одну или несколько ячеек хромосферной сетки. Верхняя часть трубки расширяется,и силовые линии в ней расходятся,как колосья в снопе. Поэтому вокруг тени магнитные силовые линии принимают направление,близкое к горизонтальному. Полное,суммарное давление в пятне включает в себя давление магнитного поля и уравновешивается давлением окружающей фотосферы, поэтому газовое давление в пятне оказывается меньшим, чем в фотосфере. Магнитное поле как бы расширяет пятно изнутри. Кроме того, магнитное поле подавляет конвективные движения газа,переносящие энергию из глубины вверх.

Вследствие этого в области пятна температура оказывается меньше примерно на 1000 К. Пятно - это как бы охлажденная и скованная магнитным полем яма в солнечной фотосфере. Большей частью пятна возникают целыми группами,в которых,однако,выделяются два больших пятна. Одно, небольшое, - на западе,а другое,чуть поменьше,- на востоке. Вокруг и между ними часто бывает множество мелких пятен. Такая группа пятен называется биполярной,потому что у обоих больших пятен всегда противоположная полярность магнитного поля. Они как бы связаны с одной и той же трубкой силовых линий магнитного поля,которая в виде гигантской петли вынырнула из-под фотосферы,оставив концы где-то в ненаблюдаемых глубоких слоях. То пятно,которое соответствует выходу магнитного поля из фотосферы,имеет северную полярность,а то,в области которого силовые линии входят обратно под фотосферу, - южную. Самое мощное проявление фотосферы - это вспышки.

### Кто открыл пятна на Солнце?

Впервые упоминания о наблюдениях пятен на Солнце относятся к Древнему Китаю и Древней Греции. Ниже приведена краткая таблица основных сохранившихся упоминаний о наблюдении пятен на Солнце.

- Теофраст из Афин 370 - 290 до н.э.
- Китай, хроники (с 28 г. до н.э. по 1638 г. н.э.).

о Эйнгард "Жизнь Карла Великого (около 807 г.).

о Ибн Рушд (1200 г.).

о Впервые пятна были зарисованы в 1128 году в хронике Иоанна Вустерского[3]

о Ипатьевская летопись (1365 и 1371 гг.).

о Г. Каррара (1450 г.).

о Телескопические наблюдения 1610-1611 г.: И. Гольдшмидт, Г. Галилей, Х. Шейнер, Т. Гарриот.

Таблица II-5-2. Упоминания о наблюдении пятен на Солнце. [11]

Галилей, по-видимому, первым среди исследователей признал пятна частью солнечной структуры, в отличие от Шейнера, посчитавшего их проходящими перед Солнцем планетами. Это предположение позволило Галилею открыть вращение Солнца и вычислить его период. Приоритету открытия пятен и их природе была посвящена более чем десятилетняя полемика между Галилеем и Шейнером, однако, скорее всего, и первое наблюдение, и первая публикация не принадлежат ни одному из них.[4]

Хотя солнечные пятна наблюдали еще с античных времен, тем не менее систематические их наблюдения относятся лишь к началу XVII века. Одним из первых, кто стал систематически изучать пятна на Солнце, благодаря первому построенному им телескопу, был Галилей. Он не только обратил внимание на пятна, но выяснил, что они движутся по поверхности Солнца, что позволило ему предположить, что Солнце вращается. Это было выдающееся достижение того времени.

[11]http://trv-science.ru/2009/06/09/solnechnye-pyatna-ot-galileya-do-nashix-dnej/ И. Усоскин. Солнечные пятна: от Галилея до наших дней. Троицкий Вариантб 09 июля 2009 г.



Рис. II-5-2. Рудольф Вольф.

Следующий важный шаг в изучении пятен и солнечной активности сделали Р. Вольф и Швабе. Р. Вольф предложил простой способ вычисления "числа солнечных пятен", который в наименьшей степени должен был зависеть от приборов, с помощью которых производилось наблюдение, и условий наблюдений. Эта формула имеет следующий вид:

$$W = k(n + 10g).$$

Здесь $n$ - число наблюдаемых отдельных пятен, $g$ - число наблюдаемых групп пятен, а $k$ - нормировочный коэффициент, с помощью которого можно калибровать наблюдения различных приборов и наблюдателей. Хотя наблюдения за солнечными пятнами, начались с практически с начала XVII века, однако ряд чисел Вольфа с достаточной надежностью начинается с 1749 года. До этого момента по наблюдениям, которые проводились различными наблюдателями с начала XVII века и по его конец, Маундер установил резкое уменьшение числа пятен на Солнце. Этот период принято в настоящее время называть минимумом Маундера. Еще один период снижения Солнечной активности менее продолжительный и не столь глубокий, как минимум Маундера был зарегистрирован в

XIX веке. Он носит название минимума Дальтона, по имени ученого, который указал на его существование.

Как установили Вольф и Швабе, интервалы между соседними минимумами СА составляют от 8 до 14 лет, а в среднем 11.1 г. Это наблюдение называют законом Швабе – Вольфа. К настоящему времени получены более точные сведения о том, как меняется число чисел Вольфа со временем. Существование минимумов указывает на то, что кроме циклической деятельности, в Солнце происходят более сложные процессы, которые приводят к сбоям в работе циклических механизмов активности. Такие сбои, по всей видимости, играют важную роль в работе термодинамической машины Солнца. Это в некоторой степени видно по самому ряду чисел Вольфа, приведенному на рис. II-5-3. Более тонкие методы анализа временных рядов позволяют в явном виде выделить изменчивость в циклической деятельности и выявить и другие циклы, кроме 11-летнего.




Рис. II-5-3. Ряд чисел Вольфа.

В начале цикла пятен на Солнце почти совсем нет. Потом за 3 – 7 лет их количество увеличивается до максимального значения W  50 – 200. После этого в течение 5 – 10 лет значения W снова уменьшается до минимума. С учетом чередования в соседних циклах последовательности магнитной полярности пятен биполярных групп (закон Хейла) физически более обоснован 22-летний цикл солнечной активности (цикл Андерсена, 1939).

Имеются данные о существовании более продолжительных циклов: 35-летнего (цикл Брюкнера, 1890), векового (80 – 130 лет) и еще более длительных. В конце XX в. выяснилось, что в солнечной активности присутствует квазидвухлетний период, типичный для ряда геофизических явлений. На рис. II-5-4. приведены составляющие ряда чисел Вольфа, полученные с помощью факторного анализа.

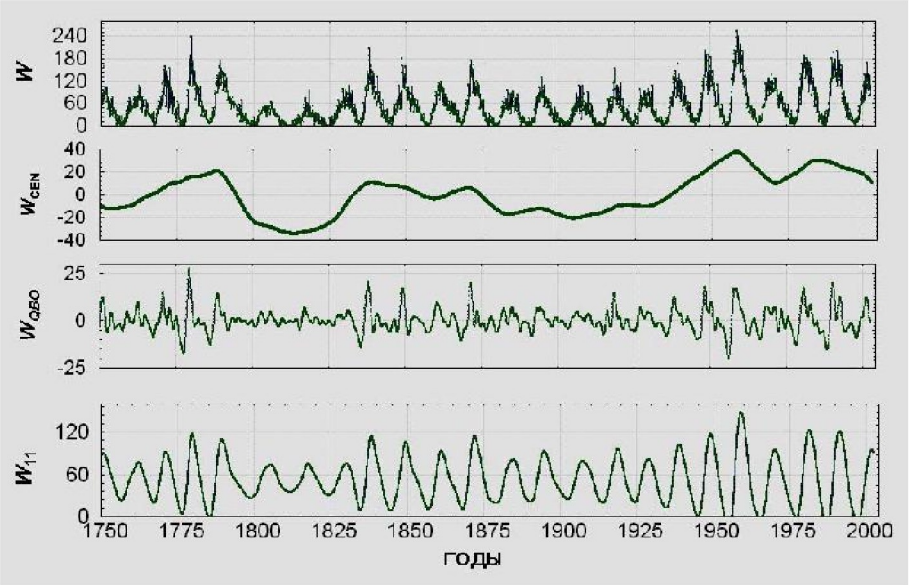



Рис. II-5-4. Разложение ряда чисел Вольфа на ортогональные моды. [12]

## 3.3 Изменения глобального магнитного поля в циклах. Бабочка Маундера

Сами солнечные пятна можно представить в виде модели выхода силовых магнитных линий сквозь фотосферу в хромосферу из зоны конвекции. Такая модель представлена на рис. II-5-5.

[12] Сб. Жизнь Земли в атмосфере Солнца. Под ред. Э.В.Кановича. http://www.kosmofizika.ru/ucheba/sun_act.htm, http://www.tesis.lebedev.ru/sun_vocabulary.html

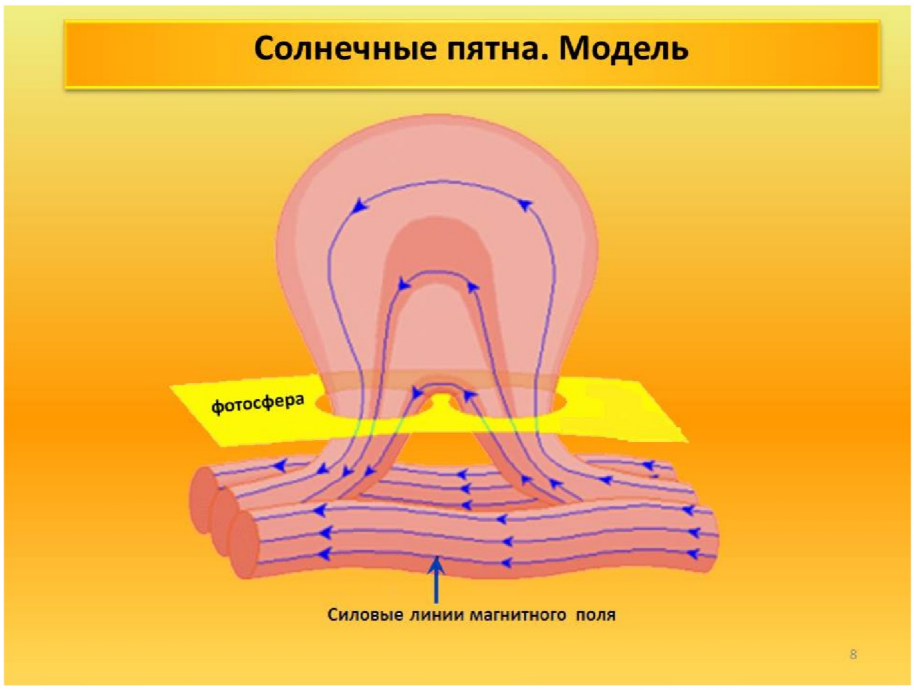



Рис. II-5-5. Модель структуры магнитного поля в пятнах.

На рис. II-5-6 приведена широтная зависимость зоны пятнообразования (Кэррингтон, 1858, Шперер, 1881) в виде диаграммы «бабочек» Маундера (1922). В начале цикла солнечной активности пятна появляются на широтах до $\pm 30^o$, постепенно приближаясь к экватору, но избегая окрестности самого экватора (закон Шперера). Положения пятен на диаграмме наносятся вертикальными черточками, в итоге зоны пятнообразования напоминают крылья бабочек:

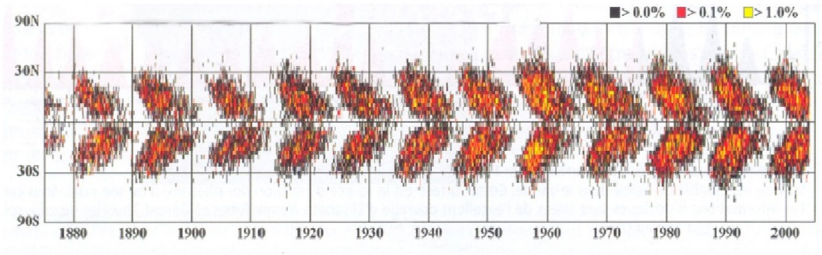



Рис. II-5-6. “Бабочки” Маундера.

Солнечная активность тесно связана с изменениями магнитного поля Солнца, что и отражается на диаграмме Маундера. Обнаруживаемый в ряде чисел Вольфа цикл

Андерсена с периодом около 22 лет связан с тем, что каждые 11 лет магнитные полюса Солнца меняются друг с другом, так что полярность глобального магнитного поля Солнца восстанавливается каждые 22 года. Однако, как видно на диаграмме Маундера Рис. II-5-5, сама смена полярности не меняет общего поведения пятен на Солнце, которые и так имеют прямое отношение к магнитному полю Солнца, но меньшего масштаба.

# Глава 3

# Земля



# 1 Лекция 6. Гравитационное поле Земли и планет

## 1.1 Гравитационное поле точечных масс

В основе теории тяготения Ньютона лежит закон всемирного тяготения. Согласно этому закону две точечных массы величиной $m_1$ и $m_2$, находящиеся на расстоянии $r$ друг от друга, притягиваются с силой:

$$\mathbf{F}_{12} = -G\frac{m_1 m_2 \mathbf{r}}{r^3}, \tag{3.1}$$

действующей по направлению радиус-вектора $\mathbf{r}$, проведенного из одной точки к другой. Коэффициент $G = 6.67 \cdot 10^{-11} m^3/kg \cdot c^3$ называется гравитационной постоянной. Сила тяготения является консервативной или потенциальной, т.е. это означает, что для движения частиц под действием этой силы выполняется закон сохранения механической энергии, а саму силу можно записать в виде градиента от потенциальной энергии $U_{12}$ взаимодействия частиц друг с другом:

$$\mathbf{F}_{12} = -\nabla U_{12}.$$

Потенциальная энергия частицы численно равна работе по удалению одной из частиц на бесконечность, которая может быть записана в следующем виде: :

$$U_{12} = -G\frac{m_1 m_2}{r}.$$

Гравитационное взаимодействие можно рассматривать как поле, источником которого является каждая из частиц. В этом случае полезно ввести понятия напряженности поля и потенциала поля. Пусть $\mathbf{F}_g$ - сила тяготения, действующая на точечную частицу массой $m$ со стороны всех других масс. Тогда под напряженностью гравитационного поля понимают величину, численно равную силе $\mathbf{F}_g$, отнесенную к массе этого тела:

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{F}_g(\mathbf{r})}{m}.$$

Размерность этой величины соответствует ускорению и по физической сути эта величина представляет собой ускорение свободного падения материальной точки в данной точке пространства $\mathbf{r}$ под действием внешнего для нее гравитационного поля.

Величина $\phi(\mathbf{r}) = U_g(\mathbf{r})/m$ равная отношению потенциальной энергии $U_g$ к массе тела называется потенциалом гравитационного поля в данной точке пространства. Напряженность и потенциал поля связаны между собой простым соотношением:

$$\mathbf{g} = -\nabla\phi,$$

или в координатной записи

$$g_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad g_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad g_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z}.$$

Для гравитационного поля точечной массы из закона Всемирного тяготения (3.1) следует:

$$\mathbf{g} = -\frac{GM}{r^2}, \quad \phi = -\frac{GM}{r}.$$

Здесь $M$ - масса точечного тела, создающего гравитационное поле, а $r$ - расстояние от этого тела до точки наблюдения. Как видно, напряженность и потенциал зависят только от массы тела, создающего гравитационное поле, но не зависят от массы тела, внесенного в гравитационное поле.

Гравитационное поле обладает двумя важными свойствами. Одно из них - принцип линейной суперпозиции, а второе - отсутствие экранирования. Первое из этих свойств можно сформулировать следующим образом. Пусть имеются $n$ материальных точек с массами $m_1, m_2, \ldots, m_n$, расположение которых в пространстве определяется набором радиус-векторов $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots, \mathbf{r}_n$. Тогда гравитационное поле, создаваемое этими материальными телами в точке с радиусом-вектором $\mathbf{r}_0$ характеризуется напряженностью и потенциалом, которые могут быть получены в виде линейной суммы отдельных напряженностей и потенциалов:

$$\mathbf{g} = \mathbf{g}_1 + \mathbf{g}_2 + \cdots \mathbf{g}_n = -G\frac{m_1(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0|^3} - \cdots - G\frac{m_n(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_0|^3},$$
$$\phi = \phi_1 + \phi_2 + \cdots + \phi_n = -G\frac{m_1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0|} - \cdots - G\frac{m_n}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_0|}$$

Второе свойство означает, что действие одной точки на другую не зависит от того, находится между ними другие материальные тела или нет. В качестве альтернативы можно указать, что электрическое поле, создаваемое двумя видами зарядов (положительными и отрицательными) обладает свойством экранирования. Это проявляется в том, что среда, заполненная частицами с различного типа связанными зарядами будет обладать дополнительным свойством - диэлектрической проницаемостью, которая характеризуется функцией диэлектрической проницаемости или в более сложных случаях - тензором диэлектрической проницаемости. Самогравитирующая среда в силу отсутствия экранирования не имеет свойств аналогичных диэлектрической проницаемости.

## 1.2 Гравитационное поле материальных тел. Уравнение Пуассона

Рассмотрим теперь гравитационное поле, создаваемое материальными телами в рамках модели сплошной среды. В этой модели каждая точка среды с координатами $\mathbf{r}' = (x', y', z')$ может рассматриваться как материальная точка, имеющая массу $dm(\mathbf{r}') = \rho(\mathbf{r}')dV'$, где $\rho(\mathbf{r}')$ - плотность распределения массы в данной точке, а $dV'$ - элементарный объем среды в этой точке. Тогда в произвольной точке пространства с координатами $\mathbf{r} = (x, y, z)$ данный элемент среды создает гравитационное поле со следующими параметрами:

$$d\mathbf{g} = -G\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')dm(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}, \quad d\phi = -G\frac{dm(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}.$$

Используя принцип суперпозиции, получаем, что в точке $\mathbf{r}$ суммарное поле характеризуется следующими величинами:

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = G\int \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}')dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}, \tag{3.2}$$

$$\phi(\mathbf{r}) = -G\int \frac{\rho(\mathbf{r}')dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \tag{3.3}$$

Эти формулы позволяют полностью рассчитывать характеристики гравитационного поля любых тел. Однако для проведения ряда расчетов удобнее пользоваться некоторыми свойствами гравитационного поля, которые вытекают из этих формул.

Наиболее важным свойством этих формул является то, что функция $\phi$, имеющая вид (3.3), является точным решением линейного уравнения в частных производных по координатам пространства, которое называется уравнением Пуассона. Это уравнение в декартовой системе координат имеет следующий вид:

$$\Delta\phi = 4\pi G\rho. \tag{3.4}$$

Здесь

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

- оператор Лапласа. В сферической системе координат $(r, \phi, \theta)$ уравнение Пуассона имеет вид:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\phi) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\phi + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)\phi = 4\pi G\rho.$$

В некоторых случаях удобнее получать функцию $\phi$, решая уравнение Пуассона, чем непосредственно использовать формулы (3.2) и (3.3). Примером такой ситуации является

случай, когда плотность массы тела, создающего гравитационное поле, является функцией только одной сферической координаты $r$, т.е. распределение массы в пространстве обладает сферической симметрией. В этом случае $\rho = \rho(r),\ \phi = \phi(r)$ и уравнение Пуассона упрощается и принимает следующий вид:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}r^2\frac{\partial}{\partial r^2}\phi \equiv \frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\phi) = 4\pi G\rho(r).$$

Это уравнение легче проинтегрировать, чем использовать формулу (3.3).

## 1.3 Гравитационное поле тел, обладающих сферической симметрией

Поле сферически распределенных масс обладает рядом дополнительных свойств. Интегрируя последнее уравнение получаем:

$$\frac{\partial\phi}{\partial r} = \frac{4\pi G}{r^2}\int\limits_0^r r^2\rho(r) + g_0. \tag{3.5}$$

Здесь $g_0$ - постоянная интегрирования. Эта величина выбирается обычно из условия, что напряженность гравитационного поля вдали от гравитирующих масс стремится к нулю. Поэтому, если плотность массы планеты или другого тела, создающего гравитационное поле, сосредоточена в ограниченной области пространства так, что $\rho \to 0$ при $r \to \infty$, то $g_0 = 0$. В этом случае интеграл слева:

$$m(r) = 4\pi\int\limits_0^r r^2\rho(r).$$

называется текущей массой, поскольку представляет собой массу вещества, заключенную внутри сферы радиуса $r$. Величина справа в выражении (3.5) представляет собой радиальную компоненту напряженности гравитационного поля с обратным знаком на расстоянии $r$ от центра сферического тела. Таким образом, это соотношение можно переписать так:

$$g(r) = -\frac{Gm(r)}{r^2}.$$

Из этого соотношения следует, что при сферическом распределении масс напряженность поля на расстоянии $r$ зависит только от массы вещества, заключенного внутри сферы того же радиуса и не зависит от сферического распределения масс вне этой сферы. Например,

если шарообразное тело радиуса $R$, создающее гравитационное поле, имеет одинаковую плотность $\rho$ по всему объему, то напряженность на расстоянии $r$ от центра шара будет равна:

$$g(r) = \begin{cases} -\frac{4\pi}{3}\rho G r, & r < R; \\ -\frac{4\pi}{3}\rho R^3 G r^{-2}, & r > R \end{cases}$$

Соответственно, потенциал будет иметь следующий вид:

$$\phi(r) = \begin{cases} \frac{2\pi}{3}\rho G(r^2 - 3R^2), & r < R; \\ -\frac{4\pi}{3}\rho R^3 G r^{-1}, & r > R \end{cases}$$

В этих формулах учтено, $g(r)$ и $\phi$ являются непрерывными и убывающими к 0 при $r \to \infty$.

## 1.4 Гравитационное поле тел общего вида

В задачах спутниковой динамики для того, чтобы с достаточной степенью точности прогнозировать положение искусственных спутников Земли (и других планет) необходимо учитывать несферичность формы планет и распределение масс в их недрах. В этом случае необходимым является создать такое описание гравитационного поля несферических тел, которое можно было бы, с одной стороны, легко вычислять из наблюдений за движением спутников, а с другой, легко использовать для описания их движения. Для решения этой задачи был разработан аппарат представления гравитационного поля планет в виде разложения в ряд по специальным функциям - сферическим гармоникам. Сферические гармоники $Y_{lm}(\theta, \phi)$ имеют следующий общий вид:

$$Y_{lm}(\theta, \phi) = P_l^{|m|}(\cos\theta)e^{im\phi}, \quad l = 0, \ldots; \quad m = -l, \ldots, l.$$

Здесь $\theta$ - полярный угол сферической системы координат, а $\phi$ - ее азимутальный угол. Функции $P_l^{|m|}(\cos\theta)$ - присоединенные полиномы Лежандра, которые можно вычислить следующим образом:

$$P_n^m(\xi) = (-1)^m \left(1 - \xi^2\right)^{m/2} \frac{d^m}{d\xi^m} P_n(\xi).$$

где

$$P_n(\xi) = P_n^0(\xi) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{d\xi^n} \left(\left(\xi^2 - 1\right)^n\right)$$

- простые полиномы Лежандра. Эти функции появляются в качестве коэффициентов разложения в ряд функции $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^{-1}$:

$$\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}=\frac{1}{r\sqrt{1-2\dfrac{r'}{r}\cos\psi+\left(\dfrac{r'}{r}\right)^2}},$$

входящей в формулу (3.3) для гравитационного потенциала. В этой формуле $\psi$ - угол между векторами $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$.

Разложение $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^{-1}$ в ряд Тейлора по степеням величины $r'/r$ выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}=\frac{1}{r}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{r'}{r}\right)^n P_n(\cos\psi). \tag{3.6}$$

В формулу (3.6) входит угол $\psi$, который выражается через сферические углы $\theta$ и $\varphi$ системы координат. Для преобразования (3.6) к виду, в который входят $\theta$ и $\varphi$ теоремой сложения для полиномов Лежандра. Согласно этой теореме:

$$P_n(\cos\psi)=P_n(\cos\theta)P_n(\cos\theta')+2\sum_{m=1}^{n}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}P_n^m(\cos\theta)P_n^m(\cos\theta')\cos m(\varphi-\varphi').$$

Здесь $\theta$ и $\varphi$ - сферические углы вектора $\mathbf{r}$, направленного в точку наблюдения, а $\theta'$ и $\varphi'$ - сферические углы вектора $\mathbf{r}'$, направленного в точку расположения текущего источника.

Подставляя последнее соотношение в формулу (3.3), приходим к следующему соотношению:

$$\begin{aligned}\phi=\frac{GM}{r}\Bigg[1+\sum_{n=1}^{\infty}J_nP_n(\cos\theta)\left(\frac{a}{r}\right)^n+\\ +\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{n}\Big(C_n^m\cos m\varphi+S_n^m\sin m\varphi\Big)P_n^m(\cos\theta)\left(\frac{a}{r}\right)^n\Bigg]\end{aligned} \tag{3.7}$$

В этом выражении коэффициенты $J_n$ называются амплитудами зональных гармоник порядка $n$, $C_n^n$ и $S_n^n$ - амплитудами секториальных гармоник (соответствующие слагаемые в (5) обращаются в 0 на экваторе), а $C_n^m$ и $S_n^m$ - амплитудами тессериальных гармоник. Эти коэффициенты связаны с распределением плотности внутри тела следующим образом:

$$J_n=\frac{1}{a^nM}\int\limits_V\rho(\mathbf{r}')P_n(\cos\theta')(r')^n dV',$$

$$C_n^m = 2\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\frac{1}{a^n M}\int\limits_V \rho(\mathbf{r}')P_n^m(\cos\theta')\cos m\phi'(r')^n dV',$$

$$S_n^m = 2\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\frac{1}{a^n M}\int\limits_V \rho(\mathbf{r}')P_n^m(\cos\theta')\sin m\phi'(r')^n dV'.$$

Здесь $M$ - масса тела, $a$ - характерный размер тела, например, его экваториальный радиус.

## 1.5 Гравитационное поле планет

В случае, если форма тела сферическая, то, как известно, потенциал поля тяготения такого тела зависит только от радиальной координаты и соответствует ньютоновскому потенциалу:

$$\phi(r) = \frac{GM}{r}.$$

Если тело слабо деформировано, то ряд (3.7) будут содержать малые поправки к ньютоновскому полю. Планеты и вращающиеся одиночные звезды обладают осевой симметрией, т.е. $\rho = \rho(r,\theta)$. В этом случае секториальные и тессериальные составляющие гравитационного поля равны нулю: $C_n^m = S_n^m = 0$. В результате ряд (3.7) упрощается и приобретает такой вид:

$$\phi = \frac{GM}{r}\left[1 + \sum_{n=2}^{\infty} J_n P_n(\cos\theta)\left(\frac{a}{r}\right)^n\right]. \tag{3.8}$$

В случае, если существует зеркальная симметрия тела относительно экваториальной плоскости, то нечетные составляющие в ряде (3.8) исчезают. Последнее выполняется для одиночных вращающихся звезд. В этом случае ряд (3.8) можно записать таким образом:

$$\phi = \frac{GM}{r}\left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n} P_{2n}(\cos\theta)\left(\frac{a}{r}\right)^{2n}\right]. \tag{3.9}$$

Анализ данных о форме планет, полученных по анализу движения вокруг них спутников естественных, если они есть, или искусственных позволяет сделать вывод, что вдали от планет при описании динамики тел с большой точностью можно пользоваться ньютоновским приближением, а вблизи самих больших планет и на их поверхностях часто можно пользоваться с хорошей точностью приближением, содержащим лишь слагаемое с $n = 2$:

$$\phi = \frac{GM}{r}\left[1 + J_2\frac{3\cos^2\theta - 1}{2}\cdot\frac{a^2}{r^2}\right]. \tag{3.10}$$

| Планета | GM $m^3/c^2$ | $J_n \cdot 10^6$ $n$ | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| Солнце | $1.327 \cdot 10^{20}$ | - | - | - | - | - |
| Меркурий | $2.168 \cdot 10^{13}$ | - | - | - | - | - |
| Венера | $3.249 \cdot 10^{14}$ | -20 | - | - | - | - |
| Земля | $3.987 \cdot 10^{14}$ | -1082 | 2.54 | 1.58 | 0.22 | -0.59 |
| Луна | $4.903 \cdot 10^{12}$ | -206 | -37.7 | 33.3 | -5.5 | - |
| Марс | $4.298 \cdot 10^{13}$ | -1995 | 29 | -9.5 | 5 | 0.2 |
| Юпитер | $1.267 \cdot 10^{17}$ | -14750 | - | 580 | - | 5 |
| Сатурн | $3.793 \cdot 10^{16}$ | -16670 | - | 1040 | - | 11 |
| Уран | $5.803 \cdot 10^{15}$ | -12000 | - | - | - | - |
| Нептун | $7.026 \cdot 10^{15}$ | -3900 | - | - | - | - |

Таблица III-1. Данные о зональных гармониках планет солнечной системы. [1]

## 1.6 Гравитационное поле Земли

### Измерение гравитационной постоянной

Измерение параметров гравитационного поля начинается с измерения гравитационной постоянной $G$. Первое измерение гравитационной постоянной было проведено Генри Кавендишем в 1798 г. с помощью крутильных весов. Первоначально эксперимент был предложен Джоном Мичеллом. Именно он сконструировал главную деталь в экспериментальной установке — крутильные весы, однако умер в 1793, так и не поставив опыта. После его смерти экспериментальная установка перешла к Генри Кавендишу. Кавендиш модифицировал установку, провел опыты и описал их в Philosophical Transactions в 1798.

[1] Таблица взята из книги: Ю.В.Александров. Введение в физику планет. Киев. “Вища школа”, 1982

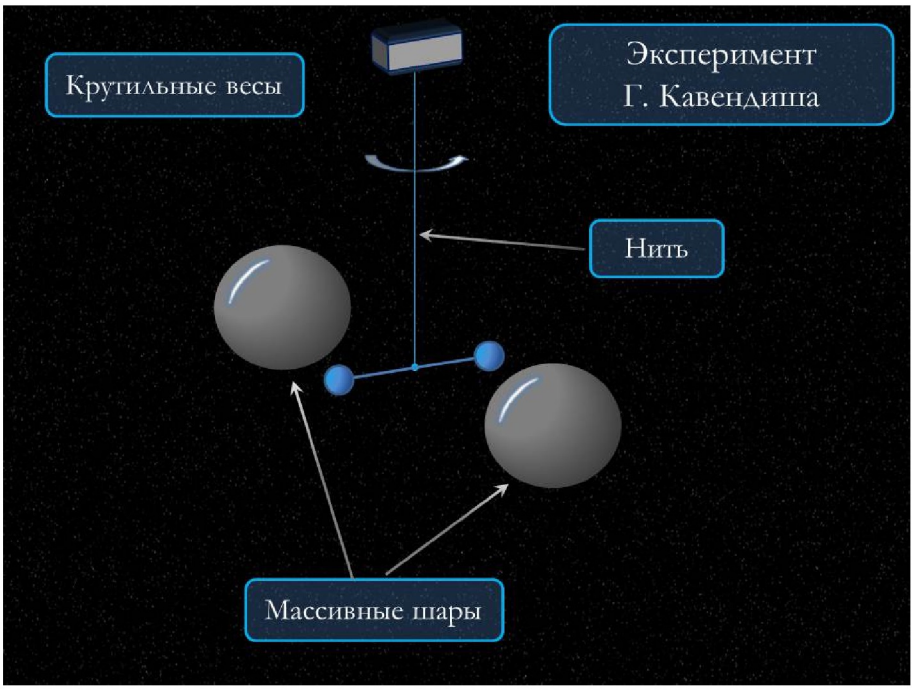



Рис. III-6-1. Метод измерения гравитационной постоянной с помощью крутильных весов.

В настоящее время гравитационную постоянную измеряют несколькими разными методами, в основе части которых лежит тот же метод Кавендиша. Однако с помощью такого метода удалось измерить $G$ с точностью лишь до третьего знака. В настоящее время предпринимаются попытки вычислить $G$ с большей точностью.

### Измерение гравитационного поля Земли и других планет

Измерение гравитационного поля важно для задач навигации. С другой стороны, именно, изучая движение тел в гравитационном поле, можно узнать какова форма планеты или звезды и как распределена масса внутри этих тел. Такая задача с момента начала космической эры решалась многократно. В настоящее время наиболее точные данные дает ***спутник GOCE*** европейского космического агентства. С сентября 2009 года аппарат находится на высоте 254,9 километра над поверхностью - ниже, чем любые другие спутники, которые ведут наблюдения за планетой. Его основная задача - выявить гравитационные аномалии и составить карту гравитационного поля Земли с точностью 1-2 сантиметра.

Собранная спутником информация представляет большую ценность для различных наук, и особенно для изучения климата, поскольку уровень гравитации влияет на

движение океанических течений, распределяющих тепло по планете. (О спутнике GOCE смотрите ссылки: [2]

# 2 Лекция 7. Движение космических аппаратов вблизи Земли

## 2.1 Движение точечной частицы в поле тяготения Земли

### Кеплеровские орбиты

Уравнения Ньютона движения точечной частицы произвольной массы $m$ в поле тяготения имеют следующий общий вид

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla\phi. \tag{3.11}$$

Здесь $\phi$ - гравитационный потенциал поля тяготения. Потенциал гравитационного поля тела, обладающего сферической симметрией, имеет вид:

$$\phi = \frac{GM}{r}.$$

В таком поле сохраняется момент импульса спутника:

$$\mathbf{L} = [\mathbf{r} \times \mathbf{p}] = const.$$

В силу этого удобно выбрать систему координат таким образом, чтобы плоскость движения спутника (плоскость орбиты) была ортогональна постоянному вектору $\mathbf{L}$. Направим ось $z$ вдоль вектора $\mathbf{L}$. В этом случае $\mathbf{L} = (0, 0, L_z)$. Переходя теперь к полярным координатам в плоскости орбиты, получаем:

$$L_z = mr^2\dot{\phi} = \text{const}. \tag{3.12}$$

[2] http://elementy.ru/images/news/gravitational_anomalies_grace.jpg, http://elementy.ru/images/news/geoid_300.jpg

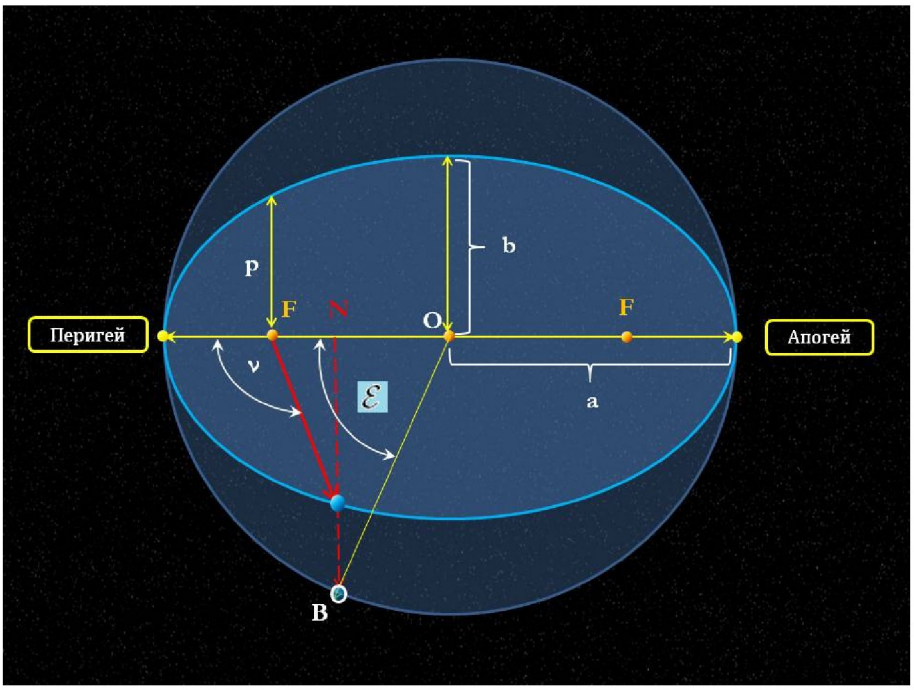



Рис. III-7-1. Элементы эллиптической орбиты

В выбранной полярной системе координат закон сохранения энергии можно записать следующим образом:

$$E_0 = \frac{m}{2}\left(v_r^2 + r^2\dot{\phi}^2\right) - \frac{mMG}{r} = \text{const}. \tag{3.13}$$

Здесь $v_r$ - радиальная скорость спутника, $E_0$ - полная энергия. Этот закон сохранения с учетом (3.12) приобретает такую форму, в которую входят лишь функции радиальной координаты:

$$E_0 = \frac{m}{2}\left(\left[\frac{dr}{dt}\right]^2 + \frac{L_z^2}{m^2r^2}\right) - \frac{mMG}{r} = \text{const}. \tag{3.14}$$

Эта форма закона сохранения энергии соответствует одномерному радиальному движению частицы в потенциальном поле тяготения с эффективной потенциальной энергией

$$U_{eff} = \frac{L_z^2}{2mr^2} - \frac{mMG}{r},$$

отличающейся от потенциальной энергии исходной задачи наличием слагаемого, соответствующего энергии орбитального движения.

Для описания траектории спутника в рассматриваемом поле тяготения полезно преобразовать (3.14) к форме закона сохранения гармонического осциллятора. Это позволяет получить ряд соотношений на основе этой аналогии с гармоническим осциллятором. Делая последовательно замены переменных $r(t) = r(\phi(t))$ и $\zeta(\phi) = r^{-1}(\phi)$, получаем:

$$\frac{L_z^2}{2m}\left(\left[\frac{d\zeta}{d\phi}\right]^2 + \zeta^2\right) - mMG\zeta = E_0$$

или окончательно:

$$\left[\frac{d\zeta}{d\phi}\right]^2 + \left[\zeta - \frac{m^2MG}{L_z^2}\right]^2 = \frac{2mE_0}{L_z^2} + \left[\frac{m^2MG}{L_z^2}\right]^2 = \text{const}.$$

Полученный закон сохранения энергии совпадает по форме с законом сохранения энергии гармонического осциллятора единичной массы, единичной частоты и положением равновесия в точке с координатой $\zeta_0 = \frac{m^2MG}{L_z^2}$. При этом угловая переменная $\phi$ играет роль времени. Поскольку закон движения гармонического осциллятора заранее известен, можем сразу записать решение для эффективной его координаты $\zeta$ в виде:

$$\zeta = \frac{1}{r} = \frac{m^2MG}{L_z^2} + A\cos(\phi - \phi_0).$$

Это решение удобно представить в форме канонического уравнения эллипса в полярных координатах:

$$r = \frac{p}{1 + e\cos\nu}, \tag{3.15}$$

где $p$ - фокальный параметр, $e$ - эксцентриситет. Угол $\nu = \phi - \phi_0$, отсчитываемый от направления на перигей, называется истинной аномалией. Перигеем называется точка минимального расстояния орбиты от центра поля, апогеем - точка максимального удаления, если она есть. Все эти параметры изображены на рис. I-1. На этом рисунке, в частности, угол $\mathcal{E}$ относительно центра эллипса, отсчитываемый от перигея до прямой $OB$ , называется эксцентрической аномалией $\mathcal{E}$.

Используя полученное решение, можно связать канонические параметры эллипса с динамическими параметрами движения спутника - его полной энергией и моментом импульса. Для этого воспользуемся некоторыми простыми соображениями. В апогее и перигее радиальная компонента скорости равна нулю. Поэтому из закона сохранения энергии находим:

$$E_0 = \frac{L_z^2}{2mr_{a,p}^2} - \frac{mMG}{r_{a,p}},$$

где $r_a$ и $r_p$ - расстояния от центра поля (Земли) в апогее и перигее соответственно. Складывая эти два соотношения для $r_a$ и $r_p$, учитывая определение большой полуоси $a$: $a = (r_a + r_p)/2$, приходим к следующей формуле для полной энергии

$$E_0 = -\frac{mGM}{2a}. \tag{3.16}$$

Отсюда получаем полезное соотношение для квадрата модуля скорости орбитального движения:

$$V^2 = GM\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right). \tag{3.17}$$

Теперь можно получить выражения для расстояний в апогее и перигее как функций динамических параметров спутника:

$$\frac{1}{r_{a,p}} = \frac{m^2MG}{L_z^2}\left(1 \pm \sqrt{1 + 2E_0\frac{L_z^2}{M^2m^3G^2}}\right).$$

С другой стороны, из канонического уравнения эллипса (3.15) имеем

$$r_p = \frac{p}{1+e}, \quad r_a = \frac{p}{1-e}. \tag{3.18}$$

Отсюда получаем выражение для прицельного параметра орбиты $p$ и эксцентриситета $e$ также как функций динамических параметров движения спутника:

$$p = \frac{2r_pr_a}{r_p + r_a} = \frac{L_z^2}{m^2MG}, \quad e = \frac{r_a - r_p}{r_a + r_p} = \sqrt{1 + 2E_0\frac{L_z^2}{M^2m^3G^2}}. \tag{3.19}$$

Для описания закона движения спутника по орбите используется уравнение Кеплера, которое имеет следующий вид:

$$\mathcal{E} - e\sin\mathcal{E} = n(t - t_0) + \mathcal{M}_0. \tag{3.20}$$

Здесь $\mathcal{E}$ - эксцентрическая аномалия,величина $\mathcal{M} = n(t - t_0) + \mathcal{M}_0$- называется средней аномалией, а величина $\mathcal{M}_0$ - **средней аномалией в эпоху** $(t_0)$, $n = \sqrt{MGa^{-3}}$ - **среднее движение**. Геометрический смысл эксцентрической аномалии пояснен на рис. I-1. Эксцентрическая аномалия связана с естественной аномалией (угол $\nu$ на рис. I-1) формулой

$$\operatorname{tg}\frac{\nu}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\operatorname{tg}\frac{\mathcal{E}}{2} \tag{3.21}$$

Из этих двух уравнений определяется истинная аномалия, соответствующая определенному моменту времени $t$ и, следовательно, положение спутника на орбите, например, относительно перигея.

### Положение орбиты в пространстве

Полученные соотношения позволяют рассчитать параметры эллиптической орбиты спутника. Однако для задач навигации необходимо знать не только параметры эллипса, но и то, как орбита расположена в пространстве по отношению к геоцентрической системе координат. Для спутников Земли эти геометрические параметры положения орбиты в геоцентрической декартовой системе координат вводятся следующим образом. Ось $z$ этой системы координат совпадает с осью вращения Земли с положительным направлением на северный полюс. Эта точка на небесной сфере располагается вблизи Полярной звезды. Ось $x$ направляется из центра Земли в точку весеннего равноденствия, которая в современную эпоху находится в созвездии Золотой рыбы. Ось $y$ - перпендикулярна двум другим.

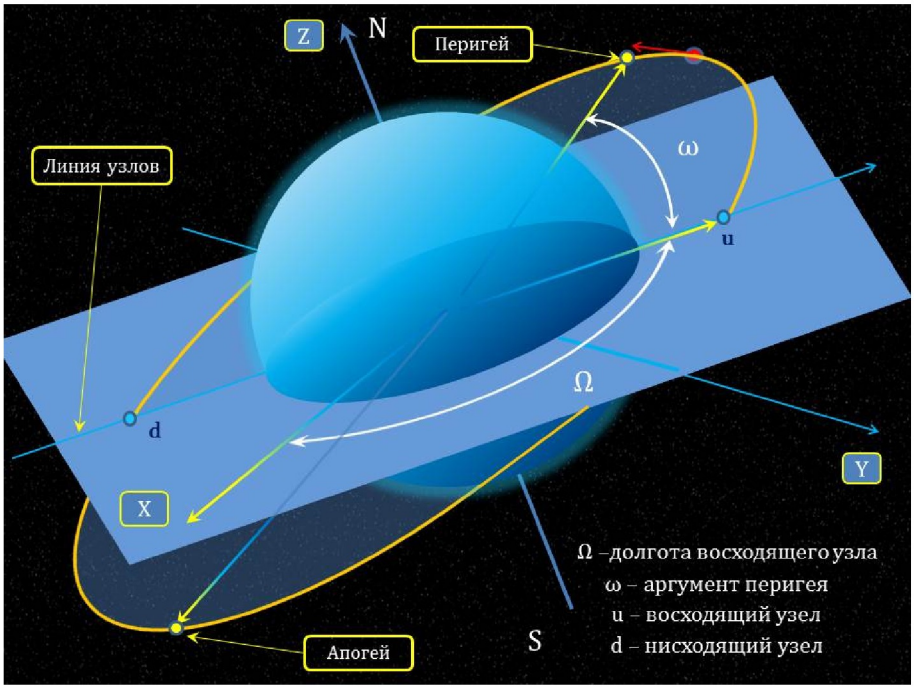



Рис. III-7-2. Положение орбиты в пространстве

Точка пересечения орбиты с экваториальной плоскостью называется **узлом орбиты**. Точка, где спутник переходит из южной полусферы в северную, называется **восходящим узлом**. Противоположная относительно центра Земли точка - **нисходящий узел**. Угол между направлением на точку весеннего равноденствия и восходящим узлом, т.е. между осью $x$ и восходящим узлом, называется **долготой восходящего узла** и обозначается здесь через $\Omega$. Угол в плоскости орбиты, отсчитываемый от восходящего узла до перигея

называется **аргументом перигея** и обозначается $\omega$. Угол между плоскостью орбиты и экваториальной плоскостью называется наклонением орбиты и обозначается здесь через $i$. Так же в параметры орбиты входит фокальный параметр $p$ и эксцентриситет $e$. Для наглядности эти параметры приведены на рис. 2.

Декартовы координаты спутника в геоцентрической системе координат будут иметь при этом следующий вид:

$$x = r(\cos u \cos\Omega - \sin u \sin\Omega \cos i), \tag{3.22}$$

$$y = r(\cos u \sin\Omega + \sin u \cos\Omega \cos i), \tag{3.23}$$

$$z = r \sin u \sin i. \tag{3.24}$$

Здесь $u = \nu + \omega$. Подробности можно найти в [14] [3]. Полный набор формул смотрите в [15] (стр. 171-180) [4],

### Движение в сфероидальном поле. Модель прецессии

Слабое отличие реальной формы планеты от сферической ведет к медленному изменению параметров кеплеровской орбиты со временем. Простая модель такой эволюции может быть построена из анализа динамики момента импульса спутника. Поскольку такая модель аналогична по основным параметрам прецессии вращающегося гироскопа, то в дальнейшем мы будем называть такую модель моделью прецессии, хотя для динамики параметров орбиты спутника такая терминология обычно не применяется.

Согласно (3.10) хорошим приближением для потенциальной энергии спутника в несферическом поле тяготения Земли является функция

$$U = -\frac{GM_E m}{r}\left[1 + \frac{J_2}{2}\left(3\frac{z^2}{r^2} - 1\right)\cdot\frac{R_E^2}{r^2}\right], \tag{3.25}$$

где $m$ - масса спутника, и использовано тождество $\cos\theta = z/r$. Уравнение Ньютона движения спутника в таком поле имеет вид:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\nabla U.$$

Умножая это уравнение слева векторно на радиус-вектор $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$, где $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_e, \mathbf{e}_z$ - орты декартовой системы координат, получаем уравнение для момента импульса спутника $\mathbf{L} = [\mathbf{r} \times \mathbf{p}]$ в следующем виде:

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = -[\mathbf{r} \times \nabla U]. \tag{3.26}$$

[3] А.Н.Матвеев. Механика и теория относительности. М.: Высшая школа, 1986 г.

[4] Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. под. ред. Дубошина, М.:Изд. Наука, 1971, 584 с.

Если сила, действующая на спутник центральна, то момент сил, стоящий в правой части (3.26) равен нулю. Действительно, для центральной силы выполняется условие:

$$\mathbf{F} = -\nabla U = Q(r)\mathbf{r},$$

где $Q(r)$ - некоторая скалярная функция радиальной координаты $r$. Для сферической планеты гравитационное поле центрально и момент сил равен нулю. Это приводит к закону сохранения момента импульса. В случае несферичности Земли гравитационное поле не является центральным, и момент импульса не сохраняется. Вычислим момент сил для потенциальной энергии (3.25). Дифференцируя потенциальную энергию (3.25) можно получить следующее выражение для силы, действующей на спутник:

$$\mathbf{F} = -\nabla U = Q(r,z)\mathbf{r} + W(r)z\mathbf{e}_z, \tag{3.27}$$

где

$$Q(r,z) = \frac{GM_E m}{r^3}\left[1 + \frac{3J_2}{2}\left(5\frac{z^2}{r^2} - 1\right)\cdot\frac{R_E^2}{r^2}\right],$$
$$W(r) = 3J_2\frac{GM_E m}{r^3}\frac{R_E^2}{r^2},$$

а вектор $\mathbf{e}_z$ - единичный вектор в направлении оси $z$, совпадающей с направлением оси вращения Земли. Отсюда следует, что в таком поле сил момент сил, действующих на спутник равен:

$$[\mathbf{r}\times\mathbf{F}] = W(r)z[\mathbf{r}\times\mathbf{e}_z].$$

Отсюда находим

$$[\mathbf{r}\times\mathbf{F}] = W(r)z\Big[(x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z)\times\mathbf{e}_z\Big] = W(r)zx\Big[\mathbf{e}_x\times\mathbf{e}_z\Big] + W(r)zy\Big[\mathbf{e}_y\times\mathbf{e}_z\Big].$$

Учитывая, что

$$\Big[\mathbf{e}_x\times\mathbf{e}_z\Big] = -\mathbf{e}_y, \quad \Big[\mathbf{e}_y\times\mathbf{e}_z\Big] = \mathbf{e}_x,$$

окончательно получаем для компонент момента импульса следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{dL_x}{dt} &= W(r)zy,\\ \frac{dL_y}{dt} &= -W(r)zx,\\ \frac{dL_z}{dt} &= 0.\end{aligned} \tag{3.28}$$

Из этой системы видно, что проекция момента импульса спутника на ось вращения Земли сохраняется: $L_z = \text{const}$.

Уравнения (3.28) вместе с законом сохранения энергии теперь полностью определяют движение спутника в рассматриваемом поле тяготения. Поскольку отклонение от сферичности у Земли мало (см. Таб. 1), можно считать, что за один оборот спутника вокруг Земли существенных изменений параметров орбиты не происходит. Такие отклонения должны проявляться лишь через значительный промежуток времени. Поэтому можно предположить, что закон орбитального движения спутника остается по форме таким же, но параметры орбиты теперь становятся функциями времени и медленно меняются со временем. Это означает, что для вычисления декартовых координат спутника можно использовать те же соотношения (3.22), что и раньше, но в которых теперь следует считать $\Omega = \Omega(t)$, $\omega = \omega(t)$, $i = i(t)$, $\varepsilon = \varepsilon(t)$, $a = a(t)$. Всю совокупность уравнений для этих параметров орбиты, которые называются оскулирующими элементами, можно получить теперь из уравнений (3.28) и закона сохранения энергии. Однако эти вычисления громоздкие, и поэтому мы их здесь полностью приводить не будем. Приведем лишь вывод уравнения для векового изменения долготы восходящего узла $\Omega$ в предположении, что орбита имеет малый эксцентриситет, т.е. практически не отличается от круговой.

Подставим выражения для координат $x, y, z$ из (3.22) в первые два уравнения (3.28). В результате получим:

$$\frac{dL_x}{dt} = W(r)r^2 \sin i\Big(\sin\Omega\sin(v+\omega)\cos(v+\omega) + \cos\Omega\sin^2(v+\omega)\cos i\Big),$$
$$\frac{dL_y}{dt} = -W(r)r^2 \sin i\Big(\cos\Omega\sin(v+\omega)\cos(v+\omega) - \sin\Omega\sin^2(v+\omega)\cos i\Big).$$

Отсюда получаем

$$\frac{dL_x}{dt} = \frac{W(r)}{2}r^2 \sin i\Big(\cos\Omega\cos i + \sin\Omega\sin 2(v+\omega) + -\cos\Omega\cos 2(v+\omega)\cos i\Big),$$
$$\frac{dL_y}{dt} = -\frac{W(r)}{2}r^2 \sin i\Big(-\sin\Omega\cos i + \cos\Omega\sin 2(v+\omega) + -\sin\Omega\cos 2(v+\omega)\cos i\Big).$$

В этих уравнениях в правой части имеются слагаемые, которые меняются быстро (например, за один оборот спутника вокруг Земли) и те, которые меняются медленно. Быстро меняются слагаемые, содержащие истинную аномалию $v$, которая за один оборот меняется от 0 до $2\pi$. Медленно меняются слагаемые, не содержащие истинной аномалии. Из этого анализа следует, что выражения для компонент момента импульса можно представить аналогичным образом в виде слагаемых, меняющихся быстро и медленно, т.е.

$$L_x = L_x^{(0)}(t) + A(t)\sin(v+\omega) + B(t)\cos 2(v+\omega), \quad L_y = L_y^{(0)}(t) + C(t)\sin(v+\omega) + D(t)\cos 2(v+\omega),$$

где функции $L_x^{(0)}, L_y^{(0)}$ меняются медленно. Уравнения для этих функций получаются прямой подстановкой последних выражений для компонент момента импульса в уравнения (3.29) и (3.30) и приравниванием медленно меняющихся частей уравнения. В результате получаем

$$\frac{dL_x^{(0)}}{dt} = \frac{W(r)}{2} r^2 \sin i \cos\Omega \cos i, \tag{3.29}$$

$$\frac{dL_y^{(0)}}{dt} = \frac{W(r)}{2} r^2 \sin i \sin\Omega \cos i. \tag{3.30}$$

Медленно меняющаяся часть проекции вектора момента импульса на плоскость $x - y$ может быть представлена следующим образом (см. Рис. I-3):

$$L_x^{(0)} = L_0 \sin\Omega \sin i, \quad L_x^{(0)} = L_0 \cos\Omega \sin i,$$

где $L_0$ - модуль вектора момента импульса медленно меняющейся составляющей, который остается почти неизменным, но сам вектор $\mathbf{L}$ вращается вокруг оси z.

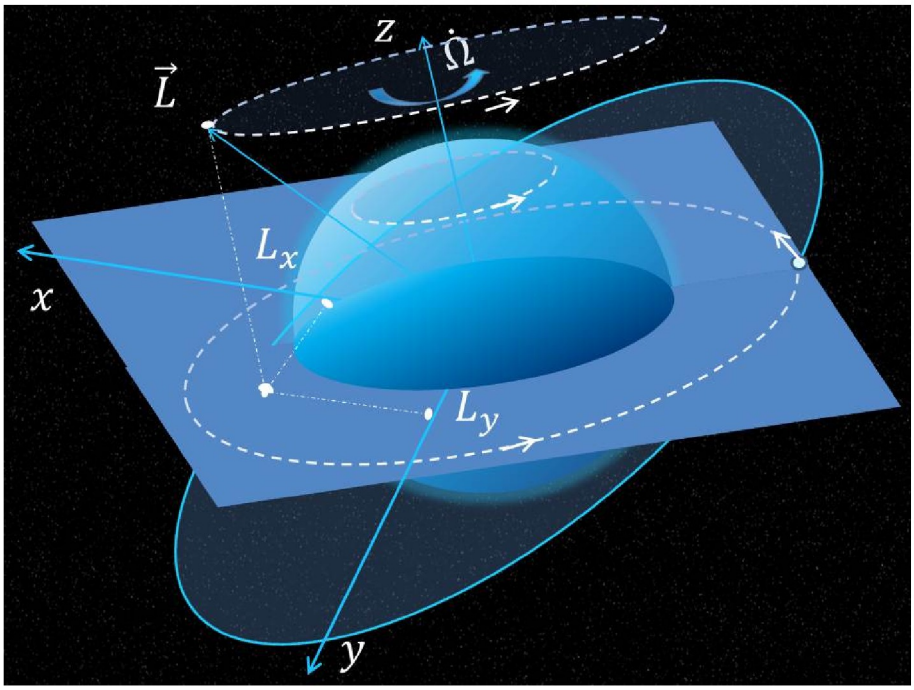



Рис. III-7-3. Вращение плоскости орбиты в пространстве.

Подставляя эти соотношения в уравнения (3.29) и (3.30) считая, что наклонение орбиты не меняется, а изменяется только долгота восходящего узла, получаем следующее уравнение для $\Omega(t)$

$$\frac{d\Omega}{dt} = -\frac{W(r)}{2L_0} r^2 \cos i = -\frac{3J_2}{2L_0} \frac{GM_E m}{r} \frac{R_E^2}{r^2} \cos i.$$

Учитывая, что для невозмущенного движения по круговой орбите

$$L_0 = mr^2 \sqrt{\frac{GM_E}{r}},$$

окончательно находим

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{3J_2}{2} \sqrt{\frac{GM_E}{r^3}} \frac{R_E^2}{r^2} \cos i.$$

### Движение в сфероидальном поле. Точные формулы

Более точный анализ, учитывающий возможное отклонение орбиты от круговой, показывает, что в первом приближении вместе с долготой восходящего узла медленно изменяются аргумент перигея $\omega$ и средняя аномалия $\mathcal{M}_0$. Соответствующие формулы для скорости вековых изменений этих величин имеют такой вид:

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{GM}{a^3}} J_2 \left(\frac{R_E}{p}\right)^2 \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}, \tag{3.31}$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{GM}{a^3}} J_2 \left(\frac{R_E}{p}\right)^2 \frac{(1-5\cos^2 i)}{(1-e^2)^2}, \tag{3.32}$$

$$\frac{d\mathcal{M}_0}{dt} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{GM}{a^3}} J_2 \left(\frac{R_E}{p}\right)^2 \frac{(3\cos^2 i - 1)}{(1-e^2)^{3/2}}, \tag{3.33}$$

Здесь $p = a(1-e^2)$ - фокальный параметр орбиты, $R_E$ - экваториальный радиус Земли, $a$ - большая полуось орбиты. Видно, что для круговой орбиты формула для $\Omega$ в точности совпадает с полученной нами ранее. Эти уравнения можно интерпретировать как величину изменения элементов орбиты в радианном или угловом исчислении за некоторый промежуток времени, например, за один оборот спутника вокруг Земли. Однако, как будет ясно из дальнейшего, в реальных данных обычно параметры задают за сутки. Величина $n = \sqrt{GMa^{-3}}$ называется средним движением и в данных NORAD приводится в виде

числа оборотов за сутки. Долгота восходящего узла и аргумент перигея в данных NORAD приводятся в градусах. В этих единицах $\Delta\Omega$ и $\Delta\omega$ за сутки примет следующий вид:

$$\Delta\Omega_{day} = \frac{3}{2}360nJ_2\left(\frac{R_E}{p}\right)^2\cos i, \tag{3.34}$$

$$\Delta\omega_{day} = \frac{3}{4}360nJ_2\left(\frac{R_E}{p}\right)^2(1-5\cos^2 i), \tag{3.35}$$

$$\Delta\mathcal{M}_{0day} = \frac{3}{4}360nJ_2\left(\frac{R_E}{p}\right)^2(3\cos^2 i-1) \tag{3.36}$$

Величина $360n$ представляет собой суммарный угловой набег истинной аномалии за сутки. Теперь мы можем легко сделать оценки для величины изменения долготы восходящего узла, аргумента перигея и средней аномалии за сутки для некоторых характерных спутников. Так для полярных метеорологических спутников типа NOAA $n \sim 14rev/day$, $R_E/p \sim 1.2$, $i = 98^o$, $cos\ i \sim -1.2$. Используя значение $J_2$ из таблицы 1, находим $\Delta\Omega_{day} \sim 1^o$, $\Delta\omega_{day} \sim 3^o$.

Формулы (3.34) и (3.35) взяты из [16] [5]. Формула (3.36) взята из справочного руководства [15](стр. 438) [6], которое содержит справочный материал по всем параметрам движения спутника. Между формулами, приводимыми в [16] и [15] имеется незначительное различие, состоящее в отсутствии и наличии (соответственно) множителя $(1-e^2)^{-2}$ для первых двух формул и множителя $(1-e^2)^{-3/2}$ для средней аномалии. Для почти круговых орбит эти множители практически не отличаются от 1. Подробности теории движения спутника в сфероидальном поле Земли можно найти в [15] [7].

## 2.2 Влияние сопротивления атмосферы на движение спутника

Целью этой задачи является проверка простой модели действия силы молекулярного сопротивления со стороны атмосферы на спутники, находящиеся на сравнительно невысоких и почти круговых орбитах.

Пусть спутник массы $m$ и площадью поперечного сечения $\sigma$ движется по орбите, испытывая лобовое сопротивление атмосферы. Обозначим концентрацию молекул атмосферных газов на высоте орбиты через $\mathcal{N}$. Тогда за время $dt$ спутник столкнется

[5] В.В. Белецкий. Очерки о движении космических тел. М:"Наука",1972, 320 с.

[6] Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. под. ред. Дубошина, М.:Изд. Наука, 1971, 584 с.

[7] Г.Н. Дубошин. Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Наука. Глав. ред. физ.-мат. лит., 1968, Ч.IV, Гл.XII, с. 566-652

с $dN = \mathcal{N}dV$ молекулами, находящимися в объеме $dV = v\sigma dt$, поэтому $dN = \mathcal{N}v\sigma dt$ (см. рис. 6).

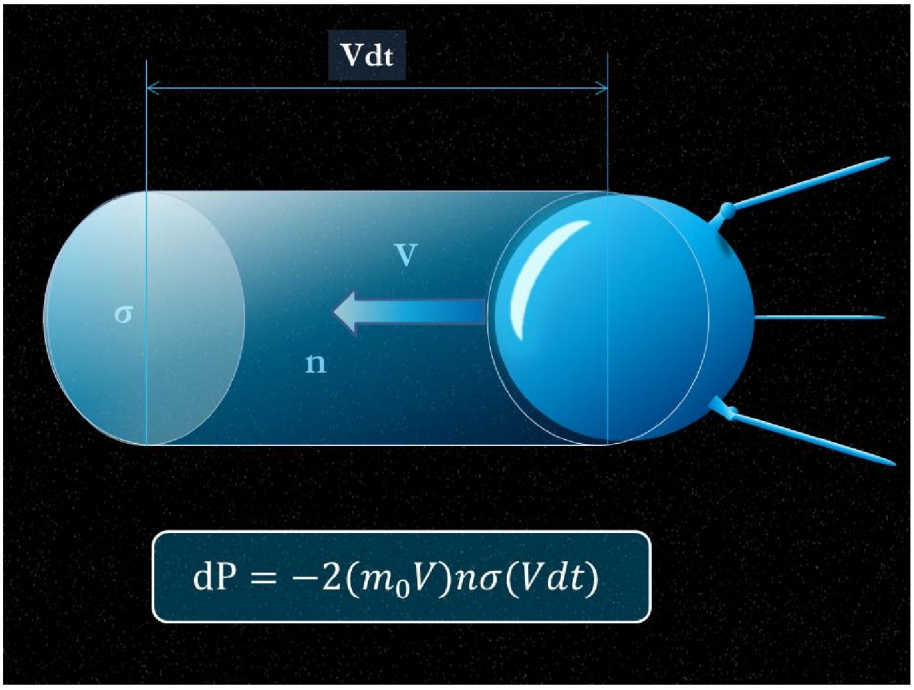



Рис. III-7-4. К выводу силы молекулярного сопротивления.

Будем предполагать, что удар каждой молекулы абсолютно упругий. Тогда за время $dt$ молекулы передадут спутнику импульс, равный $dp = 2m_0vdN = 2v^2m_0\sigma\mathcal{N}dt$. Здесь $m_0$ - масса одной молекулы. Отсюда находим, что сила сопротивления, испытываемая спутником равна:

$$\frac{dp}{dt} = \mathcal{F}_d = -2v^2\rho\sigma = -\gamma v^2,$$

где $\gamma = 2\rho\sigma$ - коэффициент трения, $\rho = m_0\mathcal{N}$ - плотность атмосферы.

Рассмотрим движение спутника в потенциальном поле сил под действием такой силы трения. Уравнение движение спутника в декартовой системе координат имеет следующий вид:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla U - \mathbf{F} = -\nabla U - v\mathbf{v}\gamma.$$

Умножим это уравнение скалярно на скорость движения спутника. После несложных преобразований получаем:

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{mv^2}{2}+U\right]=-\gamma v^3.$$

Отсюда удельная полная энергия спутника $E_m = E_0/m$ изменяется согласно уравнению:

$$\frac{dE_m}{dt}=-\frac{\gamma}{m}v^3.$$

Предположим, что спутник движется по орбите с малым эксцентриситетом $e << 1$, т.е почти по круговой орбите. В этом случае радиальная составляющая скорости спутника значительно меньше скорости орбитального движения $v_\phi = r\dot{\phi}$. Поэтому можно считать, что:

$$v=\sqrt{v_r^2+v_\phi^2}\simeq v_\phi = r\dot{\phi}=\frac{L}{rm}=\frac{L_m}{r},$$

где $L$ - модуль орбитального момента импульса спутника, а $L_m = L/m$ - удельный момент импульса. Тогда получаем следующее соотношение:

$$\frac{r^3}{L_m^3}\frac{dE_m}{dt}=-\gamma/m=\text{const}. \tag{3.37}$$

Учитывая (**??**), соотношение (3.37) можно представить следующим образом:

$$-\frac{p^3}{(\mu p)^{3/2}}\frac{d}{dt}\left[\frac{(1-e^2)\mu}{p}\right]=-\gamma/m$$

Здесь $\mu = M_E G$. Поскольку предполагается, что орбиты спутников, изучаемых в данной задаче близки к круговым (малый эксцентриситет), то $r \sim p$. Кроме этого, в формуле для полной энергии отброшены возмущающие добавки, связанные с несферичностью Земли в силу их малости. В результате последнее соотношение можно привести к следующему виду

$$\rho=-\frac{m}{\sigma\sqrt{\mu}}\frac{d\sqrt{p}}{dt}. \tag{3.38}$$

Таким образом, эта формула позволяет оценить относительное изменение плотности атмосферы на высоте орбиты спутника. Для вычисления абсолютного значения плотности атмосферы необходимо знать поперечное сечение спутника и его массу.

# 3 Лекция 8. Магнитное поле Земли

Источником магнитного поля Земли в настоящее время считается наличие конвективных токов во внешнем жидком металлическом (железо-никелевом) ядре Земли. Общее строение Земли представлено на рис. III-8-1. В центральной области Земли, как предполагается, находится твердое или близкое к этому состоянию железо-никелевое ядро. Оно называется внутренним. За ним, ближе к поверхности, располагается внешнее жидкое ядро, в котором “плавает” внутреннее ядро. Из-за большой температуры во внешнем ядре возникают сложные конвективные потоки, которые создают электрический ток. В результате эти токи, как предполагается, генерируют магнитное поле Земли.

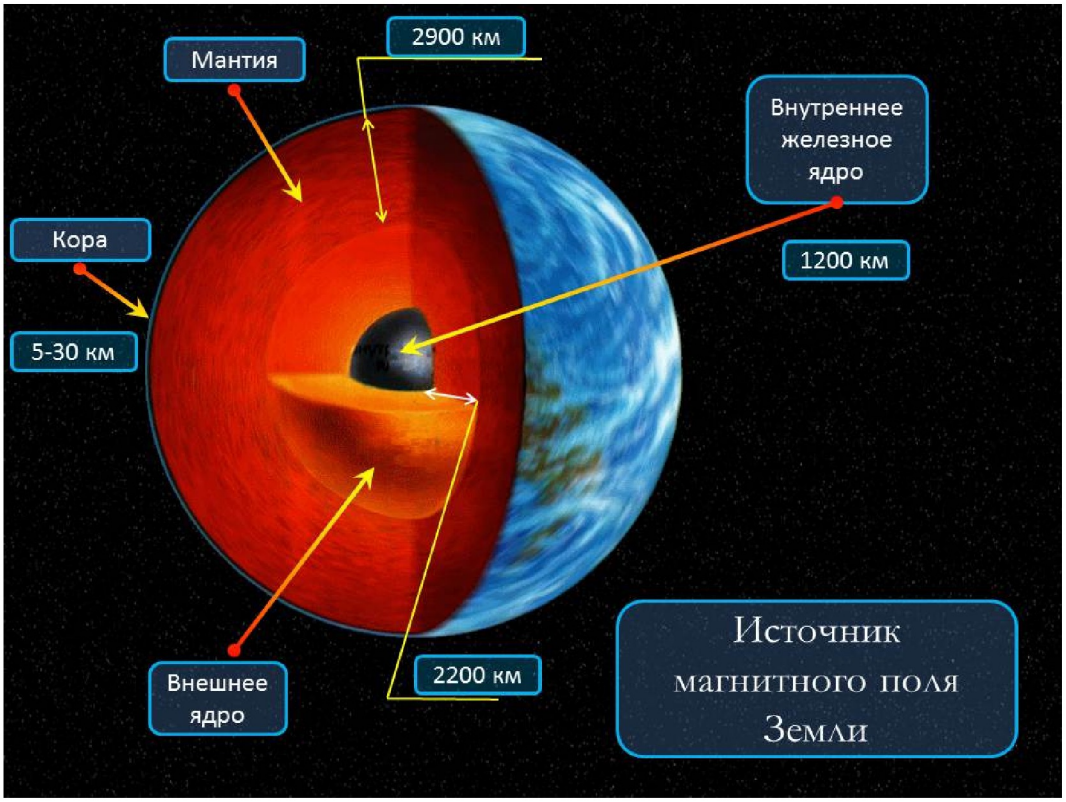



Рис. III-8-1. Строение Земли.

Структура магнитного поля Земли очень сложна. Это хорошо видно на рис. III-8-2, на котором показаны силовые линии магнитного поля Земли в разные эпохи. Сложность магнитного поля обусловлена в первую очередь тем, что сам процесс генерации магнитного

поля возможен лишь при сложном движении конвективных потоков во внешнем ядре, которые меняются под действием генерируемого ими магнитного поля. Кроме этого, Земля сама по себе не однородна. На ранних этапах ее формирования множество астероидов, комет и малых планет падали на ее поверхность, создавая неоднородности в распределении вещества и, в частности, намагниченного вещества.

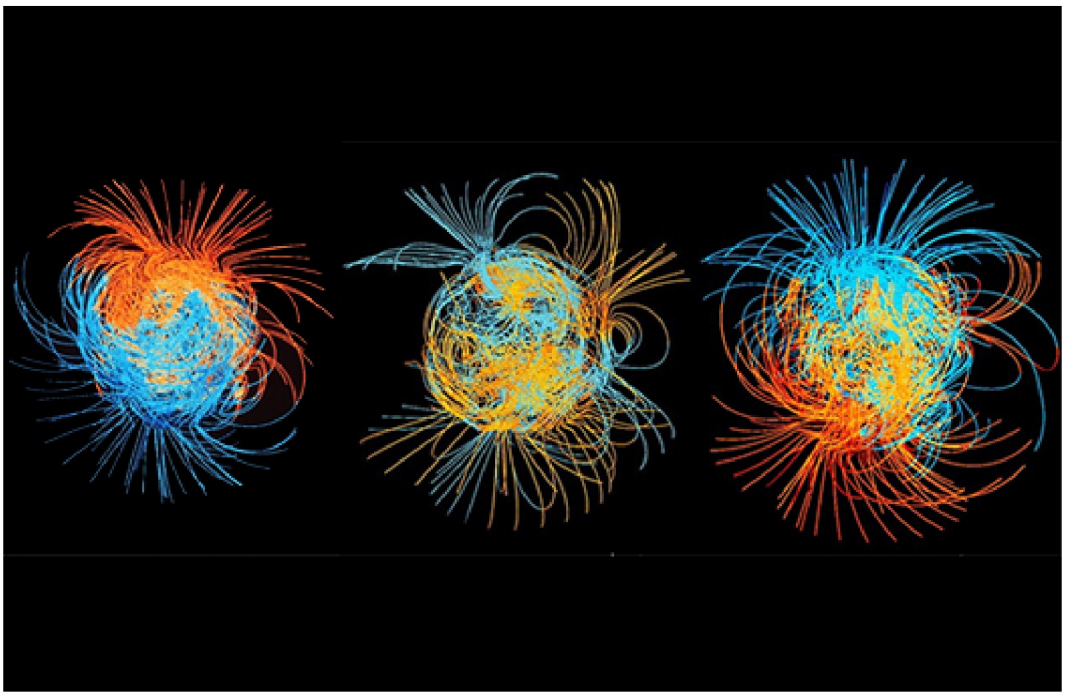


Рис. III-8-2. Силовые линии магнитного поля Земли на различных стадиях эволюции. [8]

Основную часть напряженности магнитного поля составляет магнитное поля диполя. Поскольку, по определению, на северный географический полюс указывает северный полюс магнитной стрелки, то рядом с северным географическим полюсом располагается южный магнитный полюс и, наоборот, с южным географическим - северный магнитный полюс, как это изображено на рис. III-8-3. Для указания поля диполя достаточно указать величину и направление магнитного момента. Направление магнитного момента указывают часто с помощью указания положения магнитных полюсов Земли в географических координатах. Далее эти данные будут приведены.

[8] Гэри Глацмайер, Питер Олсон. ИЗУЧЕНИЕ ГЕОДИНАМО. http://www.sciam.ru/article/2664/

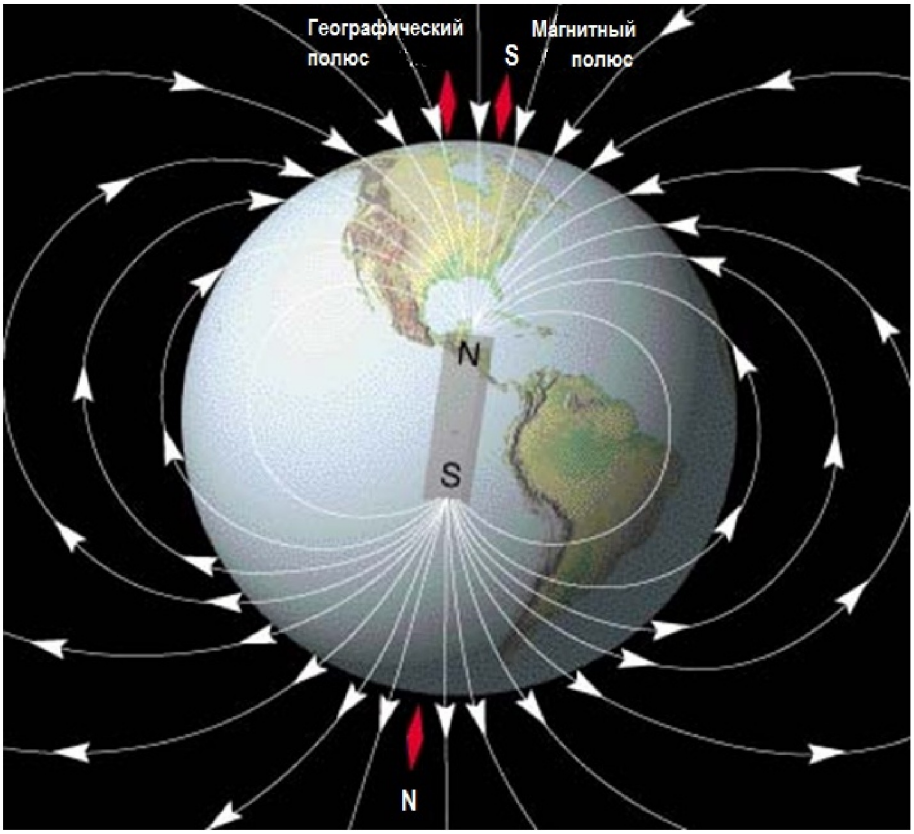



Рис. III-8-3. Расположение магнитных полюсов Земли.

Однако такое положение полюсов было не всегда. За время эволюции Земли магнитное поле многократно меняло свою полярность и величину. На основе изучения намагниченности вулканических пород, которые сохраняют направление вектора намагниченности в момент их отвердевания, было установлено, что смена полюсов Земли происходит не регулярно, и магнитное поле остается постоянным на отрезках времени от сотни тысяч лет до нескольких миллионов лет. На рис. II-8-4 представлены данные о полярности магнитного поля Земли на протяжении последних 55 млн. лет.

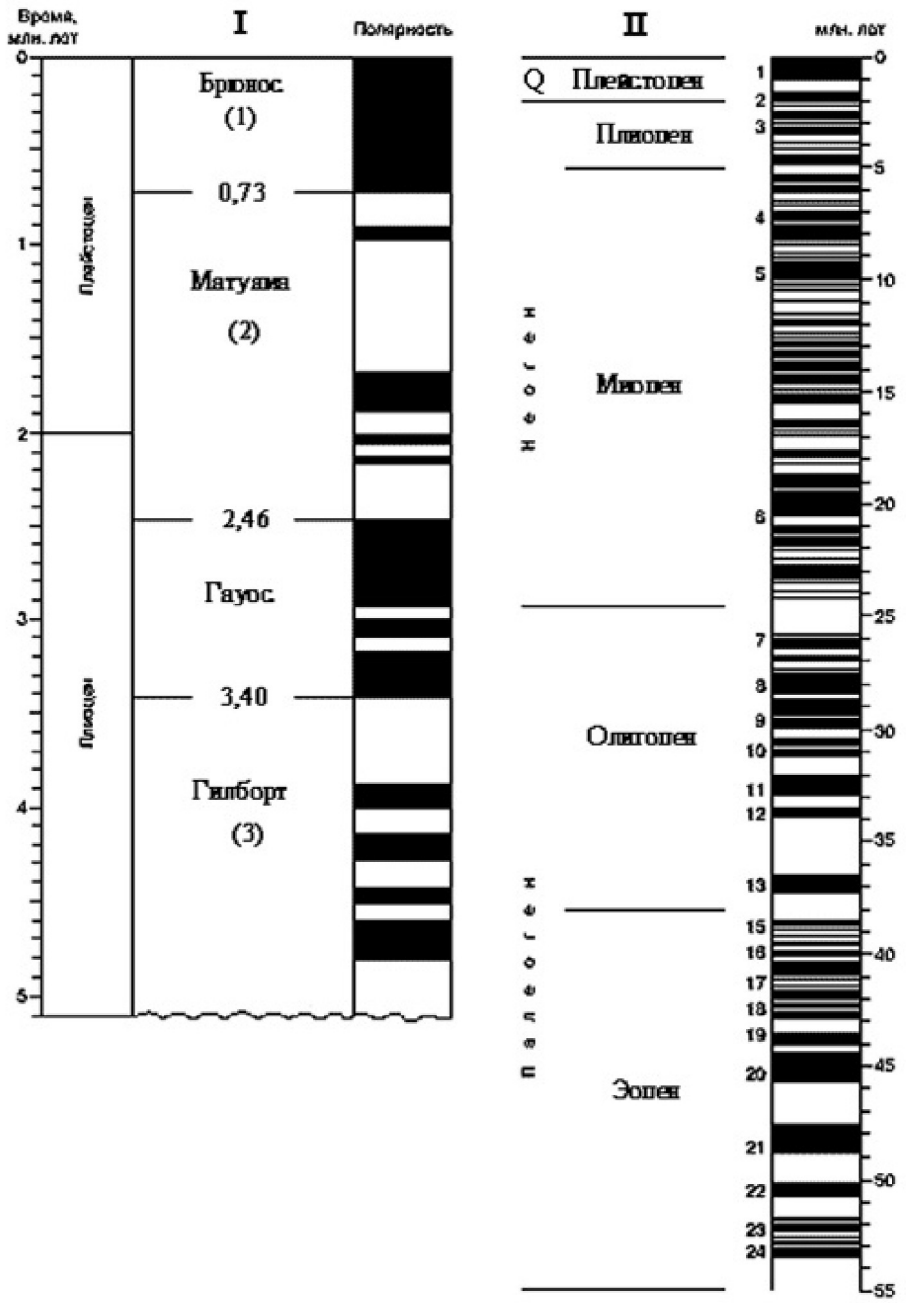



Рис. III-8-4. Инверсии магнитного поля Земли на протяжении последних 55 млн. лет.

Отдельно на врезке показаны с большим разрешением инверсии в последние 5 млн. лет. [9]

При смене полюсов сложность магнитного поля Земли возрастает. По всей видимости, в эпохи смены могут появляться несколько полюсов разной полярности. Такой процесс показан на рис. II-8-5.

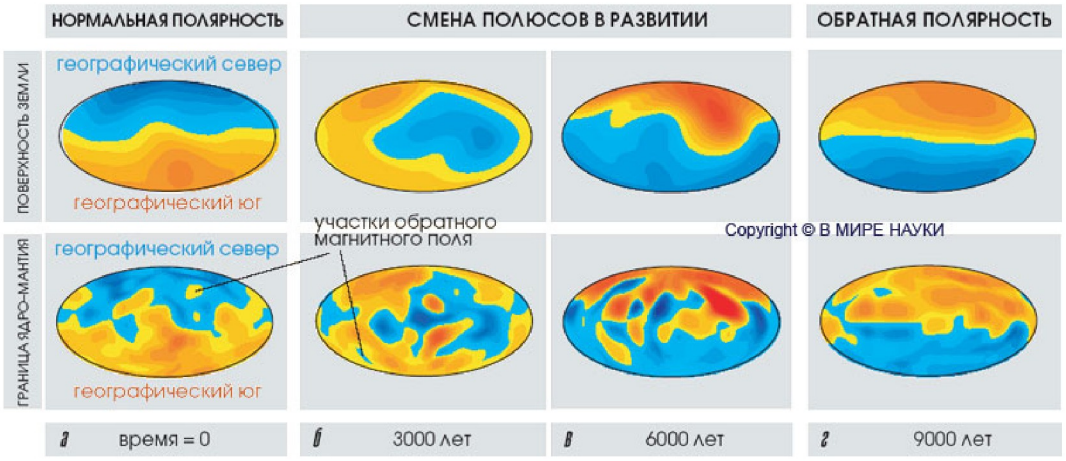



Рис. III-8-5. Моделирование смены полюсов. [10]

## 3.1 Поле диполя

Для многих прикладных задач, связанных с изучением Космоса вблизи Земли, достаточно иметь представление об основных элементах магнитного поля Земли. Таким основным элементом является дипольная составляющая.

Напряженность поля магнитного диполя можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{r^5}\left(3(\mathcal{M}_E, \mathbf{r})\mathbf{r} - \mathcal{M}_E r^2\right). \tag{3.39}$$

Здесь $\mathcal{M}_E = \{\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2, \mathcal{M}_3\}$ - дипольный магнитный момент Земли, направленный вдоль магнитной оси. Это поле является везде потенциальным, за исключением начала координат $r = 0$, где сосредоточен источник этого поля. Потенциал этого поля можно записать в следующем виде:

$$\Phi_0 = \frac{\left(\mathbf{r}, \mathcal{M}_E\right)}{r^3}, \tag{3.40}$$

[9] http://www.ufo.obninsk.ru/images/5_9.gif

[10] Гэри Глацмайер, Питер Олсон. ИЗУЧЕНИЕ ГЕОДИНАМО. http://www.sciam.ru/article/2664/

при этом:

$$\mathbf{H} = -\nabla\Phi_0, \quad \Delta\Phi_0 = 0$$

Силовые линии поля диполя вычисляются из решения уравнения:

$$\frac{d\mathbf{r}}{ds} = \mathbf{H} = \frac{1}{r^5}\left(3(\mathcal{M}_E, \mathbf{r})\mathbf{r} - \mathcal{M}_E r^2\right). \tag{3.41}$$

В этом уравнении $s$ - параметр вдоль силовой линии. Уравнение силовых линий можно преобразовать к следующему более простому виду. Умножим векторное уравнение (3.41) скалярно на $\mathbf{r}$. В результате получим:

$$\frac{1}{2}\frac{dr^2}{ds} = \frac{2z}{r^3}\mathcal{M}_E.$$

Здесь $z$ - декартова координата вдоль магнитной оси диполя. Отсюда находим:

$$\frac{dr}{ds} = \frac{2z}{r^3}\mathcal{M}_E. \tag{3.42}$$

С другой стороны, компонента уравнений (3.41), соответствующая оси $z$, имеет следующий вид:

$$\frac{dz}{ds} = \frac{\mathcal{M}_E}{r^5}\left(3z^2 - r^2\right). \tag{3.43}$$

Исключая из этих уравнений параметр вдоль траектории, приходим к уравнению для силовых линий диполя в следующем виде:

$$\frac{dz}{dr} = \frac{1}{2}\frac{(3z^2 - r^2)}{zr}.$$

Это уравнение универсально и не содержит никаких параметров. Введем новые переменные $\xi = z^2, \quad p = \ln r$. В этих координатах уравнение принимает простой вид:

$$\frac{d\xi}{dp} = 3\xi - e^{2p}.$$

Интегрируя это уравнение, находим:

$$\xi = Ae^{3p} - e^{3p}\int e^{-3p}e^{2p}dp = Ae^{3p} + e^{-p}.$$

Возвращаясь к координатам $r, z$, получаем:

$$z^2 = Ar^3 + r^2.$$

Переходя от $z$ к полярному углу и полагая $A = -L^{-1}$, окончательно имеем:

$$r = L(1 - \cos^2(\theta)) = L\sin^2(\theta). \tag{3.44}$$

Здесь $\theta$ - полярный угол. Если использовать вместо $\theta$ широту $\phi = \pi/2 - \theta$, то уравнение силовых линий диполя примет такой вид:

$$r = L\cos^2(\phi). \tag{3.45}$$

Они представлены на рис. III-8-6.

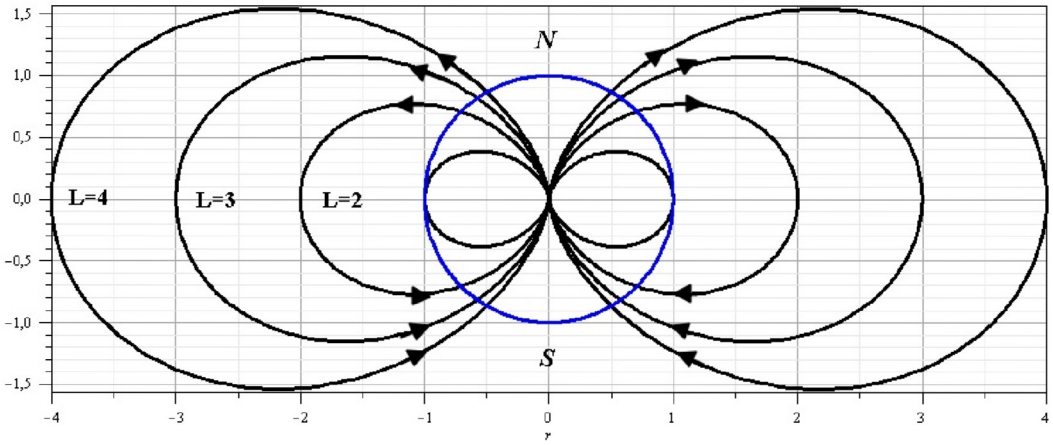



Рис. III-8-6. Силовые линии диполя

Параметр $L$ представляет собой расстояние от центра диполя до силовой линии вдоль экватора. Напряженность поля вдоль силовой линии, как функция полярного угла $\theta$ и широты $\phi$ будет иметь следующий вид:

$$H = \frac{\mathcal{M}_E}{L^3}\frac{\sqrt{3\cos^2(\theta)+1}}{\sin^6(\theta)} = \frac{\mathcal{M}_E}{L^3}\frac{\sqrt{3\sin^2(\phi)+1}}{\cos^6(\phi)}.$$

При этом напряженность на экваторе для данной силовой линии с номером $L$ равно:

$$H_{eq} = \frac{\mathcal{M}_E}{L^3}.$$

## 3.2 Форма магнитного поля Земли

Система уравнений Максвелла, описывающая электромагнитные процессы в околоземном космическом пространстве, может быть записана в общем виде следующим образом:

$$\begin{aligned} &\mathrm{div}\mathbf{D} = 4\pi\rho_e, \quad \mathrm{div}\mathbf{B} = 0, \\ &\mathrm{rot}\mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \mathrm{rot}\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \\ &\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu\mathbf{H}. \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{E}, bD$ - напряженность и индукция электрического поля, $\mathbf{H}, bB$ - напряженность и индукция магнитного поля, $\varepsilon, \mu$ - диэлектрическая и магнитная проницаемость среды, $\mathbf{j}$ - плотность тока, $\rho_e$ - плотность электрического заряда. Для описания магнитного поля Земли эта система уравнений существенно упрощается. Поскольку основное поле Земли изменяется не существенно на протяжении десятков лет, то при анализе этой составляющей, имеющей форму, близкую к форме диполя, можно пренебречь эффектами, связанными с токами смещения и вихревыми токами, которые порождаются переменными полями. Кроме этого, недра планет являются электро-нейтральными, поэтому плотность заряда равна нулю: $\rho_e = 0$. В результате система уравнений принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} &\mathrm{div}\mathbf{D} = 0, \quad \mathrm{div}\mathbf{B} = 0, \\ &\mathrm{rot}\mathbf{E} = 0, \quad \mathrm{rot}\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{j}, \\ &\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu\mathbf{H}. \end{aligned}$$

Вид этих уравнений указывает на то, что постоянные электрические и магнитные поля планет не связаны напрямую друг с другом. Это позволяет отдельно рассматривать электрическую и магнитную составляющую. Для околоземного космического пространства основную роль играет магнитное поле, которое простирается до десятка радиусов Земли, в то время как электрическое поле сосредоточено лишь непосредственно вблизи поверхности Земли и существенно лишь на высотах до 50-100 км. Поэтому наша задача изучить структуру именно магнитного поля.

Задача изучения магнитного поля Земли может быть разделена на две части. Первая состоит в описании магнитного поля вблизи поверхности Земли (и планет) и в околоземном космическом пространстве. Вторая состоит в изучении источников этого поля, которые находятся, как сейчас предполагается, в ядре Земли и ее мантии, а также, если речь идет об околоземном космическом пространстве и межпланетном пространстве, и Солнце.

Начнем изложение с задачи описания магнитного поля вблизи поверхности Земли. В этой области пространства - и в недрах, и в Космосе - отсутствуют значительные токи,

способные порождать магнитное поле. Поэтому в этой области: $\mathbf{j} = 0$. В силу этого для магнитного поля выполняется уравнение:

$$\mathrm{div}\mathbf{B} = 0, \quad \mathrm{rot}\mathbf{H} = 0.$$

Поэтому, считая, что магнитная проницаемость вещества в этой области меняется незначительно, можно полагать магнитное поле потенциальным:

$$\mathbf{B} = \nabla\Psi. \tag{3.46}$$

При этом потенциал $\Psi$ удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\Delta\Psi = 0.$$

Поэтому потенциал магнитного поля, как и потенциал гравитационного поля, можно разложить в ряд по сферическим гармоникам. Именно:

$$\Psi = R_E \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n} P_n^{|m|}(\cos\theta)\left[\left(\frac{R_E}{r}\right)^{n+1}\Big(h_{nm}\sin(m\varphi) + g_{nm}\cos(m\varphi)\Big) + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{R_E}{r}\right)^{-n}\Big(p_{nm}\sin(m\varphi) + q_{nm}\cos(m\varphi)\Big)\right]. \tag{3.47}$$

Здесь $R_E$ - экваториальный радиус Земли. В этом выражении первая сумма по степеням $r^{-n-1}$ относится к магнитному полю, которое порождается токами внутри Земли, а вторая - источниками вне Земли. Поскольку токи вне Земли имеют не стационарный, а почти случайный характер, то в среднем за достаточно большой период (примерно год) они равны нулю. Оставшаяся после усреднения за год часть общей суммы, убывающая при удалении от Земли, называется ***главным полем***. Соответствующие коэффициенты $h_{nm}$ и $g_{nm}$ называются ***коэффициентами Гаусса***.

В этих суммах слагаемое с $n = 0$ отсутствует, поскольку $\mathrm{div}\mathbf{B} = 0$ (нет магнитных зарядов).

Составляющая с $n = 1$ представляет собой поле точечного диполя, расположенного в начале координат при $r = 0$. Потенциал точеного магнитного диполя, согласно предыдущему разделу равен:

$$\Psi_0 = \frac{\Big(\mathbf{r}, \mathcal{M}_E\Big)}{r^3}$$

Для сферических гармоник известны следующие выражения:

$$P_1^{|0|} = \cos\theta, \quad P_1^{|1|} = \sin\theta.$$

Поэтому

$$z = rP_1^{|0|}, \quad x = rP_1^{|1|}\cos(\varphi), \quad y = rP_1^{|1|}\sin(\varphi).$$

Отсюда слагаемые с $n = 1$ имеют следующий вид:

$$\frac{R_E^3}{r^3}\Big(g_{10}P_1^{|0|}z + P_1^{|1|}(xg_{11} + yh_{11})\Big) = \frac{\Big(\mathbf{r}, \mathcal{M}_E\Big)}{r^3} = \frac{x\mathcal{M}_E^x + y\mathcal{M}_E^y + z\mathcal{M}_E^z}{r^3}.$$

Следовательно:

$$g_{11} = \frac{\mathcal{M}_E^x}{R_E^3}, \quad h_{11} = \frac{\mathcal{M}_E^y}{R_E^3}, \quad g_{10} = \frac{\mathcal{M}_E^z}{R_E^3}.$$

Значения этих коэффициентов Гаусса для дипольной и квадрупольной составляющей приведены в Таб. 2

| $g_{10}$ | $g_{11}$ | $h_{11}$ | $g_{20}$ | $g_{21}$ | $g_{22}$ | $h_{21}$ | $h_{22}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| - 3057 | -211 | 581 | -127 | 296 | 164 | -166 | 54 |

Таблица III-2. Коэффициенты Гаусса (на 1982 год) в $\cdot(10)^{-8}$ . [11]

Для сравнения в Таблице 3 приведены значения дипольной составляющей для некоторых планет Солнечной системы.

Поскольку дипольная часть магнитного момента, как видно, в десять раз больше, чем квадрупольной, то основным элементом магнитного поля Земли является дипольная составляющая. По измеренным значениям параметров $g_{10}, g_{11}, h_{11}$ вычисляется величина магнитного момента

$$|\mathcal{M}_E| = R_E^{3/2}\sqrt{g_{10}^2 + g_{11}^2 + h_{11}^2} \simeq 8.1 \cdot 10^{25} Gs \cdot cm^3,$$

а также его направление в геостационарной системе координат. Положение полюса, т.е. точки в которой вектор магнитного момента пересекает поверхность Земли определяется полярным углом $\theta_0$ и долготой $\lambda_0$:

$$\operatorname{tg}\theta_0 = \frac{\sqrt{g_{11}^2 + h_{11}^2}}{g_{10}}, \quad \operatorname{tg}\lambda_0 = \frac{h_{11}}{g_{11}}.$$

Более точной моделью является модель диполя со смещением от массового центра Земли. Потенциал такого диполя имеет следующий вид:

$$\Psi_d = \frac{\Big(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0, \mathcal{M}_E\Big)}{(r - \mathbf{r}_0)^3}.$$

[11] Таблица взята из книги: Ю.В.Александров. Введение в физику планет. Киев. “Вища школа”, 1982

Числовые значения коэффициентов Гаусса в Таб. 2 даны для этой модели. В настоящее время длина вектора смещения центра диполя равна примерно 340 км. Положение южного магнитного полюса определяется: $\varphi_{0,s} = 75^o36'$ с.ш. и $\lambda_{0,s} = 101^o$ з.д. (север Канады), а северного: $\varphi_{0,n} = 66^o18'$ ю.ш. и $\lambda_{0,n} = 141^o$ в.д. (Антарктида). [12]

Усовершенствованной, но простой моделью магнитного поля Земли является его представление в виде двух и более диполей. Таким образом, например, можно учесть наличие так называемой Бразильской магнитной аномалии.

Современное распределение магнитного поля Земли представлено на рис. III-8-7 и III-8-8.

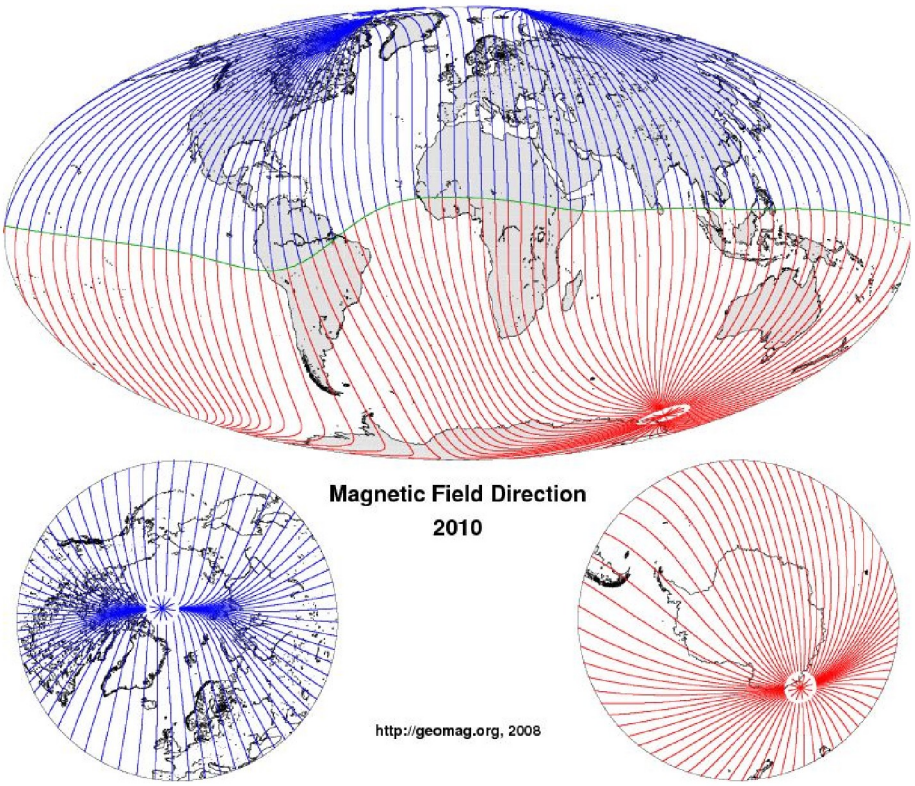



Рис. III-8-7. Магнитные силовые линии в 2010 году. [13]

[12] Данные взяты из книги: В.С.Мурзин. Астрофизика космических лучей. М:МГУ,Логос, 2006
[13] http://www.geomag.us/info/declination.html

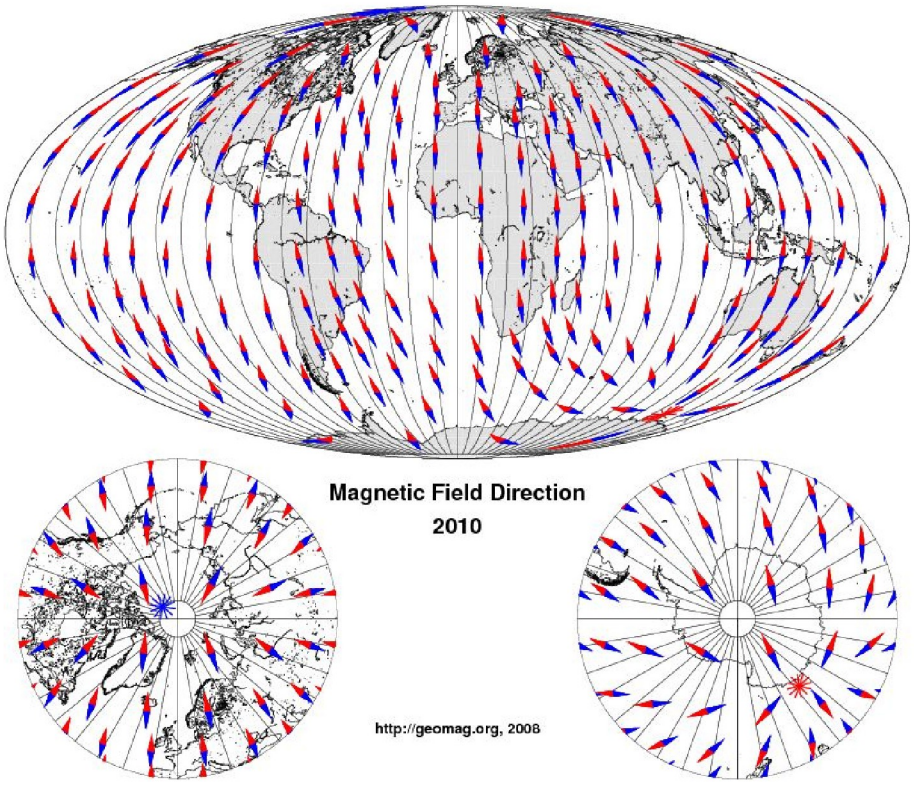



Рис. III-8-8. Направление вектора напряженности в 2010 году. [14]

## 3.3 Единицы измерения магнитного поля

Напряженность магнитного поля (H) (вектор) в СИ не имеет названия в честь известного физика, измеряется в (А/м). Напряженность магнитного поля в СГС измеряется в ***Эрстедах*** (Э). Названа в честь датского физика Ханса Кристиана Эрстеда (датск. Hans Christian Ersted) (1777-1851).

***1 Эрстед*** равен напряженности магнитного поля, создаваемого на расстоянии 1 см от бесконечно длинного прямолинейного проводника ничтожно малого кругового сечения, по которому пропускают ток силой 5 Ампер.

1 Эрстед равен напряженности магнитного поля в вакууме при индукции 1 Гаусс (Гс).

***Гаусс*** — единица индукции в системе СГС. Названа в честь гениального немецкого математика, астронома и физика (Карла Фридриха Гаусса (Johann Carl Friedrich Gaus) (1777-1855).

[14] http://www.geomag.us/info/declination.html

***Индукция магнитного поля (B)*** в СИ измеряется в Тесла (Тл). Названа в честь выдающегося сербского (американского) физика, инженера, изобретателя Никола Тесла (1856-1943).

***1 Тл = 10 000 Гаусс*** (единица СГС). 1 Тл = $1 \cdot 10^9$ Гамма (единица, применяемая в геофизике).

***Максвелл*** — единица измерения магнитного потока в системе СГС. Русское сокращение — Мкс (не путать с микросекундой, у которой сокращенное обозначение (мкс) записывается со строчной буквы). Международное сокращение — Mw (не путать с мегаваттом, MW). Введена Международной электротехнической комиссией в 1930 г. (ранее эта единица называлась линией). Названа в честь выдающегося английского физика Джеймса Клерка Максвелла (James Clerk Maxwell) (1831-1879). 1 Максвелл = 1 Гаусс·см$^2$ = $10^{-8}$ Вебер.

В однородном магнитном поле с индукцией 1 Гаусс магнитный поток в 1 Максвелл проходит через плоский контур площадью 1 см$^2$, расположенный перпендикулярно вектору индукции.

***Вебер*** (обозначение: Вб, Wb) — единица измерения магнитного потока в системе СИ. По определению, изменение магнитного потока через замкнутый контур со скоростью один Вебер в секунду наводит в этом контуре ЭДС, равную одному вольту (см. Закон Фарадея). Через другие единицы измерения СИ Вебер выражается следующим образом: Вб = В·с = кг·м$^2$·с – 2·А-1 Единица названа в честь немецкого физика В. Э. Вебера (W. E. Weber) (1804-1891).

## 3.4 Источник магнитного поля Земли. Гидромагнитное динамо

Рассмотрим теперь вопрос о том, каким образом возникает магнитное поле у Земли и у других планет. Этот вопрос до сих пор остается нерешенным окончательно, хотя общие модели того, как формируется магнитное поле, существуют. Такой моделью является модель, называемая ***гидромагнитным динамо***. Поскольку эта модель имеет универсальное значение для всех задач, связанных с генерацией магнитного поля, рассмотрим ее здесь. Для того, чтобы построить простую модель гидромагнитного динамо, рассмотрим как совершается движение вещества в центральных областях планет.

### Механическая модель магнитного динамо

Простую модель однодискового динамо можно записать в следующем виде. Пусть имеется проводящий диск радиусом $a$, который вращается со скоростью $\omega$. Перпендикулярно диску направлено магнитное поле с индукцией $B_0$.

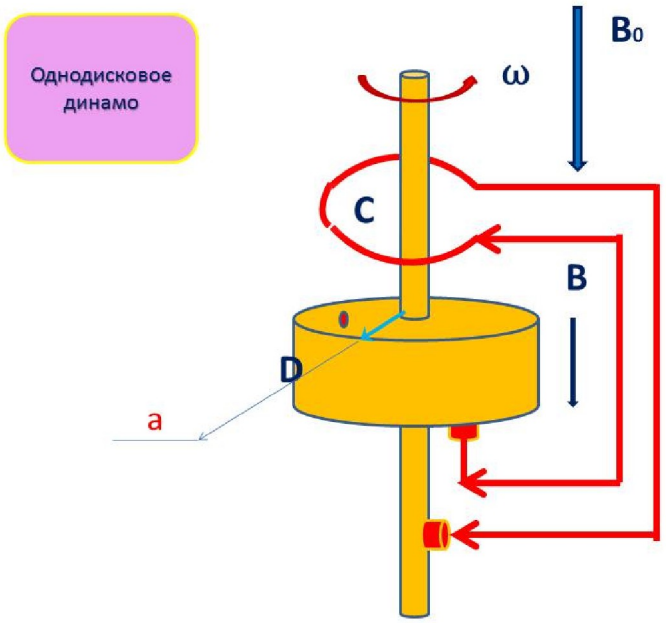



Рис. III-8-9. Модель однодискового динамо

При вращении диска в магнитном поле на его концах возникает ЭДС. ЭДС, возникающая в проводнике при прямолинейном движении в магнитном поле равна:

$$E = B_0 L v,$$

где $B$ индукция магнитного поля, $L$ - длина проводника, $v$ - скорость движения проводника. Эта формула справедлива для участка проводника длиной $\Delta r$, находящегося на расстоянии $r$ от центра диска. Скорость движения этого участка равна $v = \omega r$. Поэтому величина ЭДС на этом участке равна:

$$\Delta E = B_0 \omega r \Delta r.$$

Суммируя все участки вдоль диска, получаем окончательную формулу:

$$E_0 = \int_0^a B_0 \omega r dr = \frac{1}{2} \omega a^2 B_0.$$

Если теперь замкнуть цепь между осью диска и его краем, то в системе потечет ток $I$ в радиальном направлении от центра диска к его краю. Такой ток создаст дополнительное

магнитное поле $\delta b$, что приведет к дополнительной ЭДС, величина которой теперь состоит из двух слагаемых. Первая - это дополнительная ЭДС, возникающая в проводнике при увеличении поля на величину $\delta b$. Она может быть рассчитана по той же формуле:

$$\delta E_1 = \frac{1}{2}\omega a^2 \delta b.$$

Вторая - ЭДС индукции, равная

$$\delta E_2 = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Здесь Ф - поток магнитного поля через площадь контура. Площадь контура равна площади диска, а магнитное поле равно $B = B_0 + \delta b$. Поэтому

$$\Phi = \pi a^2 (B_0 + \delta b).$$

$$\delta E_2 = -\pi a^2 \frac{d(B + \delta b)}{dt}.$$

Рассчитать величину поля можно по законам Кирхгофа. Созданная при вращении диска ЭДС, "падает"в замкнутом контуре на сопротивлении самого контура $\varrho$. Поэтому находим:

$$E_0 + \delta E_1 + \delta E_2 = I\varrho.$$

Отсюда:

$$\frac{1}{2}\omega a^2 (B_0 + \delta b) - \pi a^2 \frac{d(B_0 + \delta b)}{dt} = I\varrho.$$

Получающееся уравнение для общего поля $B$ имеет вид:

$$\frac{1}{2}\omega a^2 B - \pi a^2 \frac{dB}{dt} = I\varrho.$$

Для тонкого диска величину тока можно рассчитать по формуле:

$$I = \frac{(B_0 + \delta b)a}{2\pi}.$$

Отсюда

$$\pi a^2 \frac{dB}{dt} = B\left[\frac{1}{2}\omega a^2 - \frac{a}{2\pi}\varrho\right].$$

или

$$\frac{dB}{dt} = \gamma B,$$

где

$$\gamma = \frac{1}{\pi^2 a^2} \left[\pi\omega a - \varrho\right].$$

Поле $B$ будет расти со временем, если $\gamma > 0$ и убывать, если $\gamma < 0$. Отсюда условие возникновения поля можно записать в виде:

$$\pi\omega a > \varrho.$$

Смысл этого условия состоит в том, что, если скорость вращения диска достаточно велика, то в такой системе будет возникать самоподдерживающееся магнитное поле. До бесконечности поле расти не может. На каком-то этапе возникнет насыщение, что предположительно и наблюдается у планет.

Однако такая модель слишком упрощена. Поэтому вместо нее используют более сложную модель двухдискового динамо (см. Рис. III-8-10), в которой уже присутствует насыщение. Поведение такой модели похоже на поведение реальных полей. Однако, как оказывается, на практике трудно придумать механизм , реализующий такую модель в реальных процессах.

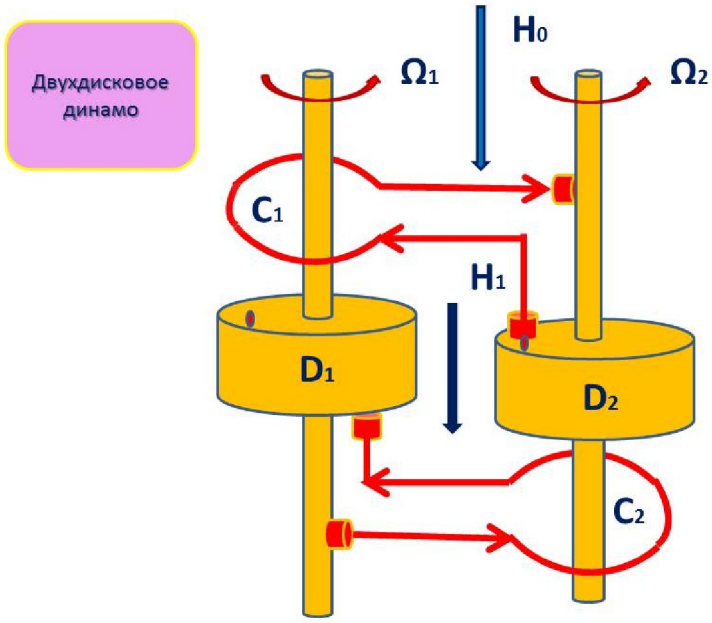



Рис. III-8-10. Модель двухдискового динамо

## 3.5 Магнитные поля планет Солнечной системы

| Планета | $H_{eqvator}$, $T \cdot 10^{-9}$ | $\mathcal{M}_P$, $T \cdot m^3 \cdot 10^{-9}$ | Наклон $\theta_0$, град |
|---|---|---|---|
| Меркурий | 30 | - | - |
| Венера | 1 | | |
| Земля | 3000 | $8.2 \cdot 10^{15}$ | 11 |
| Луна | 2 | $4 \cdot 10^3$ | |
| Марс | 6 | $2.5 \cdot 10^{12}$ | 13-20 |
| Юпитер | $4 \cdot 10^5$ | $1.3 \cdot 10^{20}$ | 10 |

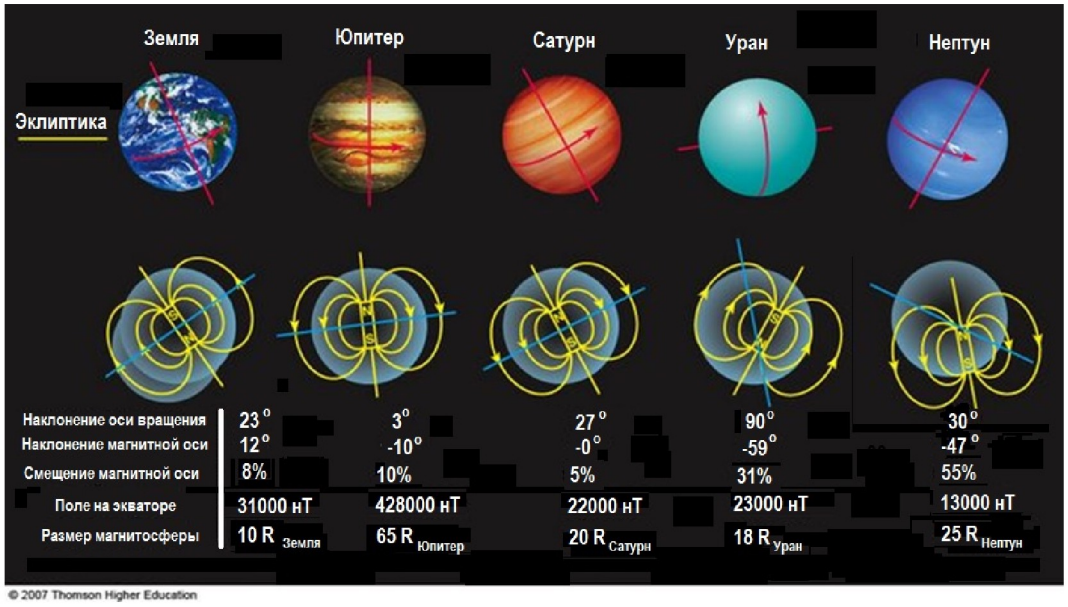



Рис. III-8-11. Характеристики магнитного поля планет Солнечной системы.

# 4 Лекция 9. Взаимодействие магнитосферы с солнечным ветром

## 4.1 Плоский плазменный фронт

Как уже обсуждалось в разделе, посвященном Солнцу, наше светило создает плотный поток низкоэнергетических частиц расходящийся почти радиально от него и не вмороженный в межпланетное магнитное поле. Этот поток меняет свою скорость от 100-200 км/с в спокойное время до 1000 км/с и более во время мощных вспышек на Солнце. В случае мощной вспышки в солнечном ветре образуется волна плазмы повышенной плотности, которая набегает на магнитосферу Земли, искажая форму магнитного поля диполя. Артистическое изображение такой ситуации представлено на рисунке в начале данной главы. Рисунок взят с сайта [15].

Форму магнитного поля Земли с учетом набегающей плоской плазменной волны можно рассчитать в рамках достаточно простой задачи, в которой волну плазмы можно рассматривать как полупространство, занятое идеально проводящей средой. Такая задача была решена в работах [5]. В этих работах было показано, что точное решение задачи о магнитном поле перед фронтом имеет вид суммы полей самого диполя $\mathbf{B}_d$ и поля $\mathbf{B}_d^-$ диполя, зеркально отраженного от плазменного фронта:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_d + \mathbf{B}_d^-,$$

За фронтом магнитное поле в абсолютно идеальной среде точно равно нулю, поскольку компенсируется наведенным в ней током. Ток, создающий компенсирующее поле диполя за фронтом в идеально проводящей среде, сосредоточен на поверхности фронта и может быть вычислен по общей формуле:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{2\pi}\Big[\mathbf{n}_s \times \mathbf{B}_d\Big], \tag{3.48}$$

где $\mathbf{n}_s$ - вектор нормали к поверхности фронта. Из формулы (3.48) следует:

$$j_z = \frac{3Myz}{(x_0^2 + y^2 + z^2)^{5/2}}, \quad j_y = -\frac{2z^2 - x_0^2 - y^2}{(x_0^2 + y^2 + z^2)^{5/2}}.$$

Здесь ось $z$ совпадает с направлением оси диполя (с вектором $\mathcal{M}$). Ось $x$ направлена перпендикулярно плоскости плазменного фронта, а ось $y$ лежит в плоскости магнитного

[15] http://spacereal.ru/temnye-pyatna-na-solnce-i-24-solnechnyj-cikl/

экватора, параллельно плоскости фронта. Уравнение для линий тока можно записать в виде

$$\frac{dz}{dy} = \frac{j_z}{j_y} = -\frac{3Myz}{2z^2 - x_0^2 - y^2}.$$

Линии тока приведены на рис. III-9-1.

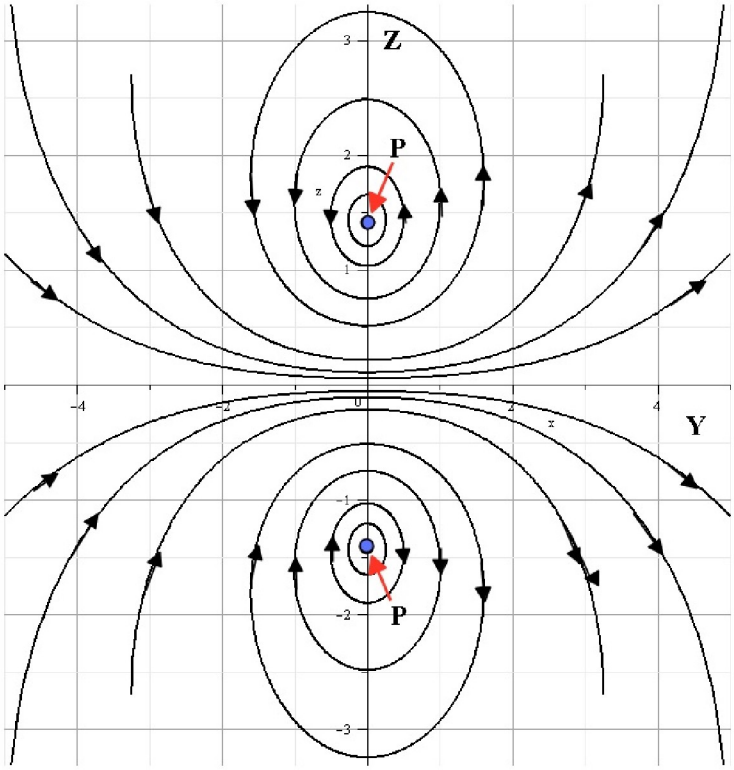



Рис. II-9-1. Силовые линии тока, создающего зеркальный диполь на плоскости $Z - Y$ плазменного фронта

Задача вычисления тока была решена в работе [6].

Предположим, что плазменный фронт параллелен оси диполя. Обозначим через $x$ ось координат, перпендикулярную плоскости фронта. Учитывая, что зеркальное отражение функции $f(x)$ относительно точки с координатами $x_0$ имеет вид: $f^-(x) = f\Big(2x_0 - x\Big)$, для суммарного поля диполя и наведенного поля в среде за фронтом можно записать в следующем виде:

$$B^x = B_d^x(x, y, z) - B_d^x(2x_0 - x, y, z) = 3\mathcal{M}z\left(\frac{x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}} - \frac{2x_0 - x}{((2x_0 - x)^2 + y^2 + z^2)^{5/2}}\right),$$

$$B_y = B_d^y(x,y,z) + B_d^y(2x_0 - x, y, z) = 3\mathcal{M}z\left(\frac{y}{(x^2+y^2+z^2)^{5/2}} + \frac{y}{((2x_0-x)^2+y^2+z^2)^{5/2}}\right),$$
$$B_z = B_d^z(x,y,z) + B_d^z(2x_0 - x, y, z) = \mathcal{M}\left(\frac{2z^2-x^2-y^2}{(x^2+y^2+z^2)^{5/2}} + \frac{2z^2-(2x_0-x)^2-y^2}{((2x_0-x)^2+y^2+z^2)^{5/2}}\right).$$

Компоненты поля, перпендикулярные границе плазменного фронта вычитаются, а параллельные - складываются. В плоскости $z-x$ эти формулы можно переписать таким образом:

$$\begin{aligned}
B^x &= 3\mathcal{M}\frac{zx}{(x^2+z^2)^{5/2}}\left(1 + (1-2x_0/x)Q(x,z)\right), \\
B_y &= 3\mathcal{M}\frac{zy}{(x^2+z^2)^{5/2}}\left(1 + Q(x,z)\right), \\
B_z &= \frac{1}{(x^2+z^2)^{5/2}}\mathcal{M}\left((2z^2-x^2) + (2z^2-(2x_0-x)^2)Q(x,z)\right).
\end{aligned} \tag{3.49}$$

Здесь:

$$Q(x,z) = \frac{(x^2+z^2)^{5/2}}{((2x_0-x)^2+z^2)^{5/2}}.$$

Уравнение для силовых линий этого поля имеет следующий вид:

$$\frac{dz}{dx} = \frac{(2z^2-x^2) + (2z^2-(2x_0-x)^2)Q(x,z)}{zx(1+(1-2x_0/x)Q(x,z))}$$

Численное интегрирование этого уравнения дает следующую картину силовых линий “искаженного” диполя:

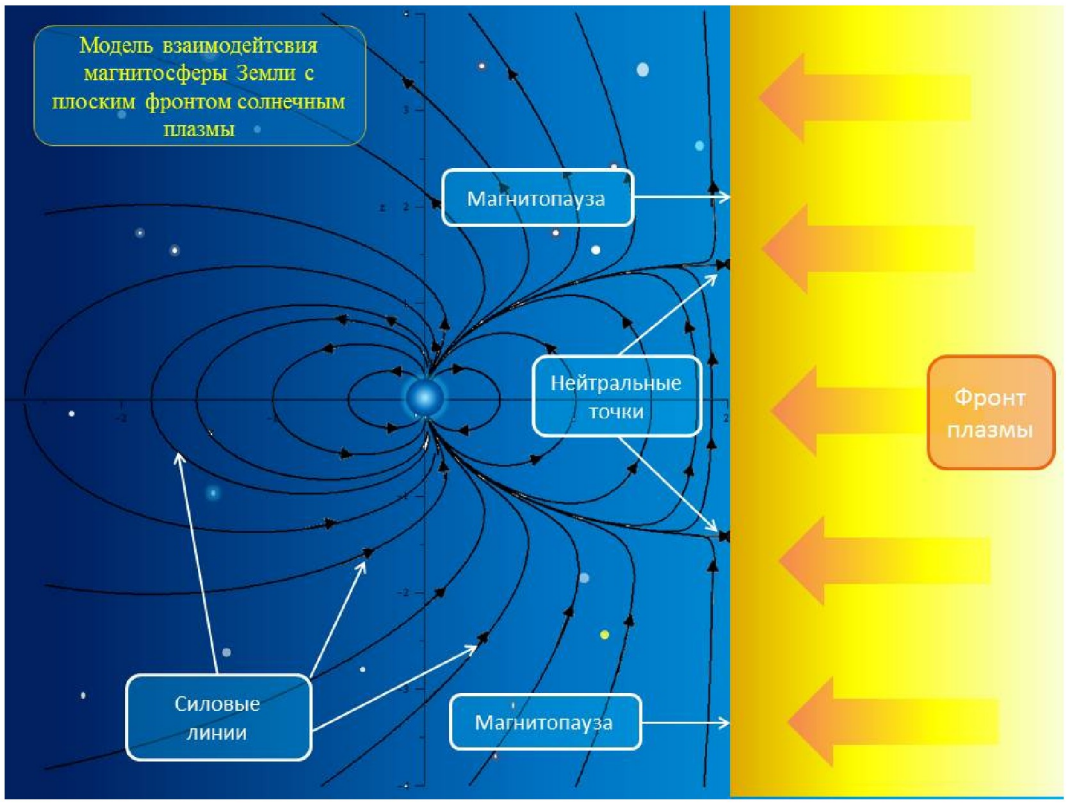



Рис. III-9-2. Силовые линии диполя в присутствии плоского плазменного фронта

Плазменный фронт останавливается, не доходя до Земли. Расстояние между плазменным фронтом и Центром Земли можно рассчитать из простых соображений, которые были впервые изложены в работе [11] [16]. В этой работе было показано, что фронт плазмы останавливается тогда, когда давление, создаваемое солнечным ветром уравновешивается магнитным давлением. Давление, создаваемое солнечным ветром, можно рассчитать с помощью формулы:

$$P_w = 2mnV^2, \tag{3.50}$$

где $m$ - масса протонов, составляющих основную массовую часть частиц солнечного ветра, $n$ - концентрация частиц в солнечном ветре, а $V$ - скорость солнечного ветра. Формула для давления солнечного ветра на границе фронта получается, исходя из предположения об абсолютном упругом отражении частиц от этой поверхности. При абсолютно упругом

[16] Martyn D.F. The theory of magnetic storms and auroras. Nature, Lond. v. 167, 92-94 (1951)

ударе импульс частицы меняется на противоположный, так что за малое время $\Delta t$, за которое происходит взаимодействие частицы с фронтом, ему передается импульс $\delta p_w = 2mV$. За это время на поверхность $dS$ фронта падает $ndSVdt$ частиц, которые находятся в цилиндре длиной $Vdt$. Тогда общая сила, приложенная к поверхности $dS$ со стороны набегающего потока равна

$$\Delta F = \frac{\delta p_w}{\Delta t} ndSV\Delta t = 2mV^2 ndS.$$

Следовательно, давление солнечного ветра равно $P_w = 2mnV^2$. Поскольку отражение частиц от фронта происходит за счет взаимодействия с магнитным полем, то сила $\Delta F$ создается этим магнитным полем. При этом давление магнитного поля на плазму равно плотности энергии магнитного поля:

$$P_B = \frac{B^2}{8\pi}. \tag{3.51}$$

Таким образом, условие равновесия определяется соотношением:

$$P_B = P_w : \ \frac{B^2}{8\pi} = 2mnV^2.$$

Из этого соотношения, в частности, следует, что при "спокойном" солнечном ветре со скоростью $V = 300$ км/с и концентрацией частиц $n = 5$ см$^{-3}$ значение магнитного поля, при котором устанавливается равновесие, составляет $B \simeq 60$ Гс. Поскольку на границе фронта $B_d^2 = (B_d^-)^2$, то

$$B^2 = 4B_d^2 = 4\Big[(B_d^x)^2 + (B_d^y)^2]$$

Поле диполя в этой точке должно составлять примерно половину от необходимой напряженности. Вторую половину создает поле зеркального диполя. Поэтому величина поля неискаженного диполя должна в точке равновесия быть равной примерно 30 Гс. Это значение соответствует экваториальному расстоянию равному примерно 10 радиусам Земли $L \simeq 10$. С другой стороны, эта формула показывает, что модель с плоским плазменным фронтом не описывает реальную ситуацию. Действительно, энергия диполя уменьшается при удалении от плоскости магнитного экватора. Поэтому в токах, отстоящих от плоскости экватора на некотором расстоянии давление солнечного ветра будет уравновешиваться магнитным давлением на некотором другом расстоянии, чем это может дать теория плоского плазменного фронта. В результате фронт становится искривленным, условие зеркального отражения должно вычисляться теперь для искривленного фронта, что приводит к более сложной задаче совместного определения магнитного поля зеркального диполя и фронта, на котором устанавливается равновесие $P_B = P_w$.

## 4.2 Форма поверхности магнитопаузы и ударной волны

Проанализировав физическую задачу в простой постановке, мы теперь можем построить более точное решение исследуемой задачи. Решение этой более общей задачи можно искать в рамках следующих предположений:

1) частицы плазмы испытывают на границе плазменного фронта, который сейчас принято называть фронтом ударной волны, абсолютно упругое отражение;

2) толщина слоя, в котором происходит полное отражение частиц, и в котором течет ток, создающий зеркальное магнитное поле, бесконечно мала;

3) электрические токи в самой магнитосфере отсутствуют.

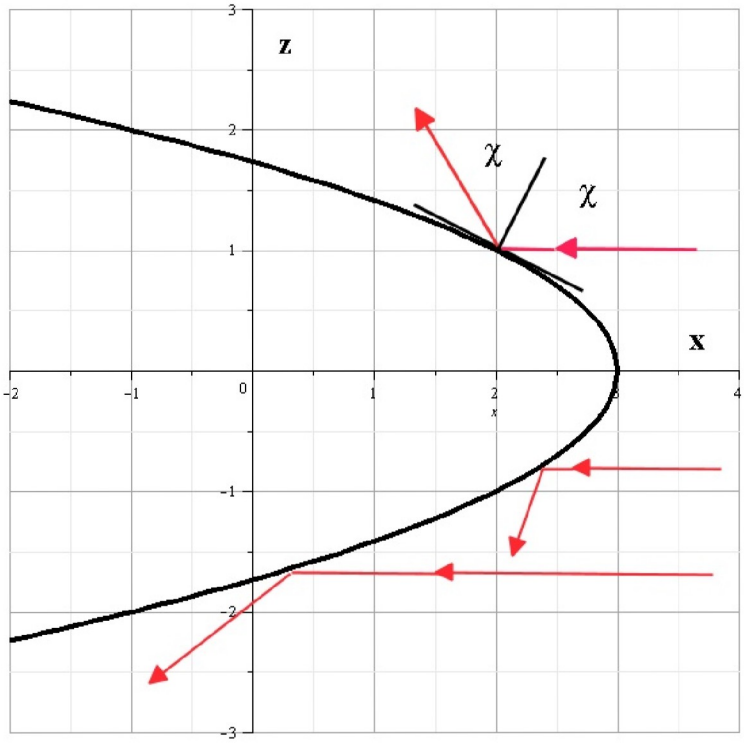



Рис. III-9-3. К вычислению давления на фронт ударной волны

Исходя из последнего предположения, мы можем сразу записать уравнения для магнитного поля перед фронтом ударной волны. Они имеют стандартный вид магнитостатики без токов:

$$\mathrm{div}B = 0, \quad \mathrm{rot}\mathbf{B} = 0. \tag{3.52}$$

Отсюда следует, что поле $\mathbf{B}$, как и раньше, является потенциальным:

$$\mathbf{B} = -\nabla\Phi.$$

Вычисление давления на искривленный фронт, оказываемое частицами солнечного ветра, иллюстрируется рисунком Рис. III-9-3.

В точке $O$, как показано на рисунке, ось $x$, совпадающая с первоначальным направлением солнечного ветра, составляет угол $\chi$ с перпендикуляром к фронту ударной волны. В этой точке при абсолютно упругом ударе частицы о фронт волны, изменяется только нормальная составляющая импульса частицы. Изменение нормальной составляющей части импульса, как видно из рисунка, равно в точке $O$ величине:

$$\Delta p_w = 2mV\cos(\chi)dS\Delta t.$$

В результате давление, оказываемое в этой точке, будет равно:

$$P_w = 2mnV^2\cos^2(\chi).$$

Из условия равновесия следует, что на границе должно выполняться условие:

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{(B^x)^2 + (B^z)^2}{8\pi} = 2mnV^2\cos^2(\chi). \tag{3.53}$$

Отсюда:

$$B = 4V\sqrt{mn\pi}\cos\chi. \tag{3.54}$$

Это соотношение является фактически граничным условием для системы уравнений.

Рассчитать форму поверхности, на которой выполняется условие $P_w = P_B$ теперь можно, вычислив величину $B$ в точке удара частицы. Как и в случае плоского плазменного фронта поле, касательное к поверхности фронта, равно удвоенному значению соответствующей составляющей поля диполя, а нормальное обращается в ноль. Вектор нормали к фронту задается, согласно Рис. II-4, вектором $\mathbf{n}_s$ с компонентами: $n_s^x = \cos(\chi)$, $n_s^z = \sin(\chi)$. Отсюда находим касательную составляющую поля диполя на поверхности фронта:

$$B_s = B_d^x\sin(\chi) - B_d^z\cos(\chi).$$

В результате соотношение для фронта сводится к следующему уравнению для угла $\chi$:

$$\Big(B_d^x\sin(\chi) - B_d^z\cos(\chi)\Big)^2 = \alpha\cos^2\chi, \tag{3.55}$$

где $\alpha = 16V^2mn\pi$. Это уравнение относительно $\cos^2(\chi)$ является кубическим. Решая его, получим:

$$\cos^2\chi = F(x,z).$$

где $F(x,z)$ - положительный корень уравнения (3.55). Поскольку

$$\frac{dz}{ds} = \cos\chi, \quad \frac{dx}{ds} = -\sin\chi,$$

то интегральная кривая для фронта может быть найдена как решение уравнений:

$$\frac{dz}{dx} = \pm\sqrt{\frac{F(x,z)}{1-F(x,z)}}.\odot$$

Решение этой задачи для формы магнитопаузы можно получить с помощью простых математических средств - конформных отображений. Такой подход был впервые предложен в [12].

Приведенное описание формы магнитосферы является очень упрощенным. Оно лишь качественно отражает те сложные процессы, которые приводят к формированию магнитосферы под действием солнечного ветра. На современных вычислительных машинах, учитывая более точную форму магнитного поля Земли, отличающуюся от дипольного, строят более точные модели магнитосферы. Это позволяет моделировать динамику изменения формы магнитосферы при изменении параметров солнечного ветра. Такие изменения происходят во время вспышек на Солнце и изменениях общей активности Солнца. На рис. III-9-4 приведено схематическое изображение магнитосферы с ее основными структурными элементами.

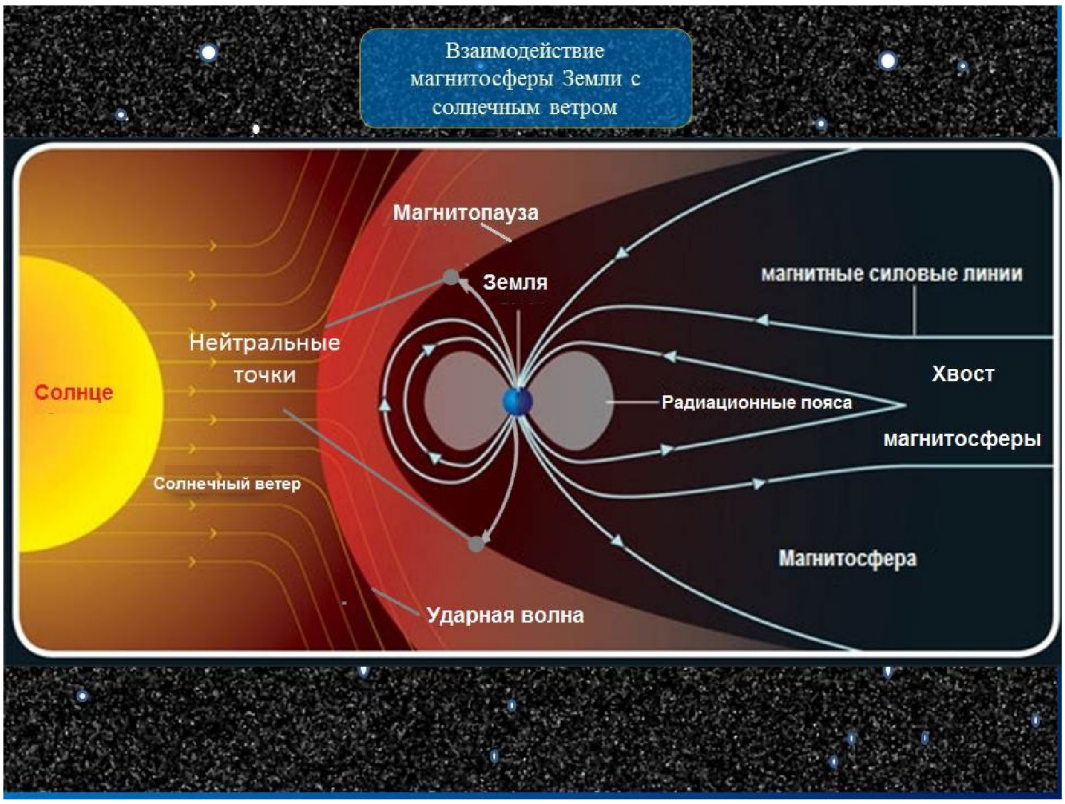



Рис. III-9-4. Основные элементы строения магнитосферы, связанные со взаимодействием с солнечным ветром.

Отличительной чертой реального устройства магнитосферы является наличие у нее хвоста. Хвост магнитосферы - это тянущаяся на большое расстояние от Земли в сторону обратную от Солнца область, заполненная магнитным полем. Магнитное поле Земли вытягивается плазмой солнечного ветра. Эта область играет существенную роль в формировании потоков заряженных частиц, выпадающих на поверхность Земли в виде северных сияний. Частицы северных сияний захватываются именно в хвосте магнитосферы, переносятся к полюсам Земли, где ускоряются электрическими полями, возникающими вблизи полюсов. Под действием этих полей они получают энергию, которая не позволяет им оставаться в магнитном поле Земли дальше.

Все остальные элементы магнитосферы подобны тем, что были нами получены с помощью простых моделей. Это магнитопауза, нейтральные точки, радиационные пояса, ударная волна.

Форма магнитосферы, рассчитанная по более точным моделям, представлена на рис. III-9-5.

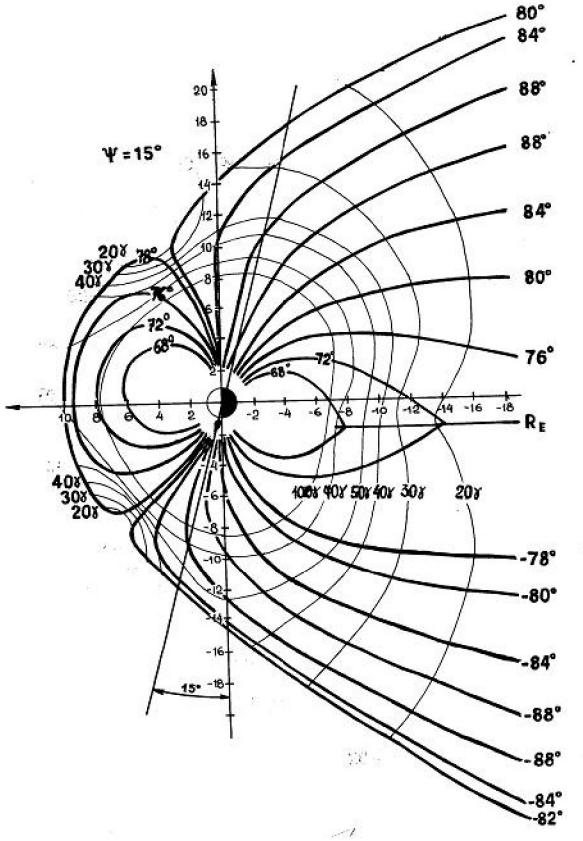
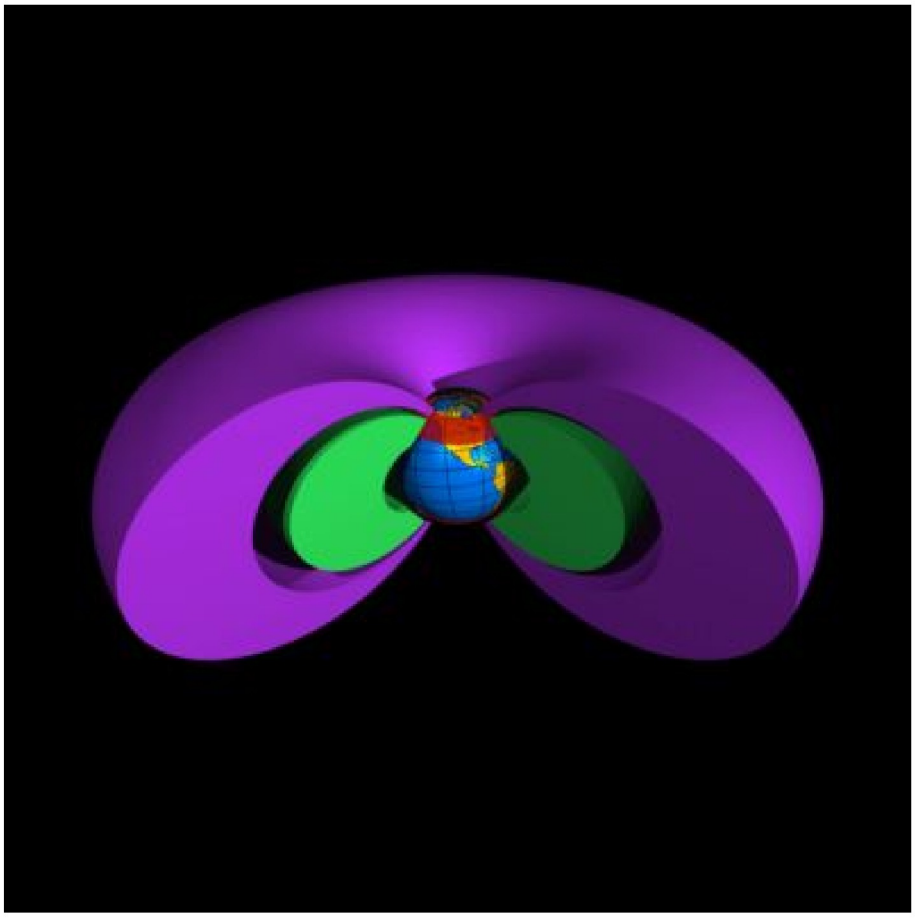



Рис. III-9-5. Магнитные силовые линии и магнитопауза

# Глава 4

# Магнитосфера Земли



# 1 Лекция 10. Движение частиц в магнитном поле

## 1.1 Движение частиц в однородном магнитном поле

Рассмотрим задачу о движении заряженной частицы в однородном магнитном поле с напряженностью $\mathbf{H}$. Направим ось $z$ вдоль вектора напряженности: $\mathbf{H} = \{0, 0, H\}$. Обозначим через $q$ - заряд частицы, а через $m$ - ее массу. Тогда уравнения движения будут иметь следующий вид

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{mc}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]. \tag{4.1}$$

В покомпонентной записи уравнения будут иметь следующий вид:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{mc}(v_y H_z - v_z H_y) = \frac{q}{mc} v_y H, \tag{4.2}$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{q}{mc}(v_x H_z - v_z H_x) = -\frac{q}{mc} v_x H, \tag{4.3}$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{q}{mc}(v_x H_y - v_y H_x) = 0. \tag{4.4}$$

$$\tag{4.5}$$

Если ввести комплексную скорость $\hat{v} = v_x + iv_y$, то уравнения приобретут следующий вид

$$\frac{d\hat{v}}{dt} = i\frac{qH}{mc}\hat{v}, \quad \frac{dv_z}{dt} = 0.$$

Предположим, что частица в начальный момент имеет скорость $\mathbf{v}_0 = \{v_\perp, 0, v_\parallel\}$, тогда решение этих уравнений можно записать следующим образом

$$\hat{v} = v_\perp e^{i\Omega_L t}, \quad v_z = v_\parallel,$$

или

$$v_x(t) = v_\perp \cos\Omega_L t, \quad v_y(t) = v_\perp \sin\Omega_L t, \quad v_z = v_\parallel.$$

Из решения видно, что частица движется с постоянной скоростью $v_\parallel$ вдоль оси $z$ и в перпендикулярном направлении совершает круговое движение с частотой $\Omega_L = eH/mc$, которая называется циклотронной или частотой Лармора. Радиус $R$ круговой орбиты частицы в направлении перпендикулярном полю вычисляется из простого соотношения

$$\frac{v_\perp^2}{R} = \frac{qH}{mc} v_\perp.$$

Отсюда радиус орбиты кругового движения частицы вычисляется из формулы:

$$R = mc/v_\perp^2 qH = \frac{v_\perp}{\Omega_L}. \tag{4.6}$$




Рис. IV-10-1. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле

## 1.2 Дрейфовое движение частиц в однородном магнитном поле

Рассмотрим теперь уравнение движения заряженной частицы в магнитном поле при действии дополнительной постоянной силы $\mathbf{F} = (F_x, F_y, 0)$, ортогональной к направлению напряженности поля. Вместо уравнения (4.1) движение частицы будет подчиняться уравнению

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{mc}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}] + \frac{1}{m}\mathbf{F}. \tag{4.7}$$

Уравнение для компоненты $z$ не изменится, а уравнения по $x$ и $y$ приобретут следующий вид

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{mc}v_y H + \frac{1}{m}F_x, \tag{4.8}$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{q}{mc}v_x H + \frac{1}{m}F_y. \tag{4.9}$$

или в комплексной форме

$$\frac{d\hat{v}}{dt} = i\frac{qH}{mc}\hat{v} + \frac{1}{m}\hat{F},$$

где $\hat{F} = F_x + iF_y$. В силу постоянства $F$ решение принимает такой вид:

$$\hat{v} = v_\perp e^{i\Omega_L t} + i\frac{c}{qH}\hat{F}, \quad v_z = v_\parallel,$$

Отсюда

$$v_x = v_\perp \cos(\Omega_L t) - \frac{c}{qH}F_y, \quad v_y = v_\perp \sin(\Omega_L t) + \frac{c}{qH}F_x.$$

В векторной записи это решение можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_\perp(t) + \frac{c}{qH^2}[\mathbf{F} \times \mathbf{H}].$$

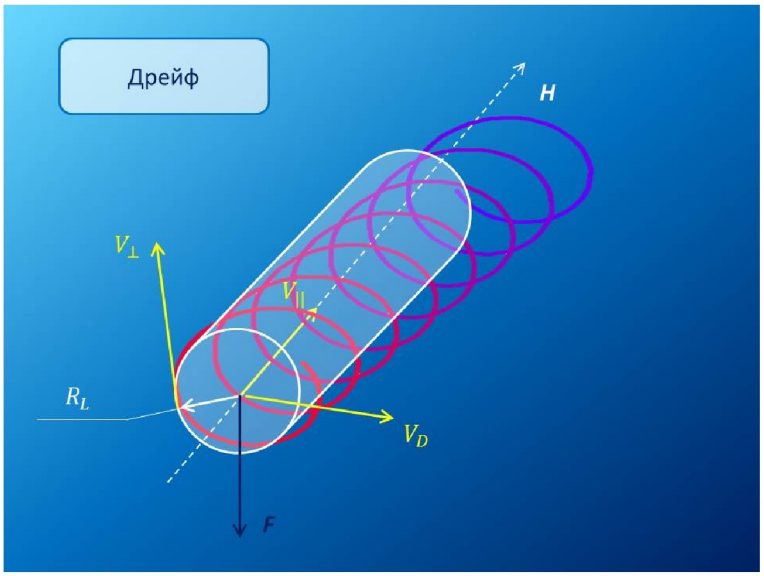



Рис. IV-10-2. Дрейфовое движение заряженной частицы в однородном магнитном поле под действием силы $\mathbf{F}$

Из этого результата видно, что вращательное движение по траектории сопровождается движением с постоянной скоростью в направлении перпендикулярном и полю, и дополнительной силе $\mathbf{F}$, действующей на частицу. Это движение со скоростью

$$\mathbf{v}_D = \frac{c}{qH^2}[\mathbf{F} \times \mathbf{H}],$$

пропорциональной силе $\mathbf{F}$, называется дрейфовым и играет существенную роль в динамике плазмы.

## 1.3 Адиабатические инварианты

При дальнейшем изложении теоретических основ движения заряженных частиц в магнитном поле Земли придется иметь дело с таким понятием как адиабатические инварианты. Инвариантом называется величина, остающаяся неизменной при каких-либо преобразованиях, в том числе, при смещении по времени. Инварианты движения чаще называются интегралами движения. Слово адиабатический инвариант означает, что величина остается неизменной при специальных условиях. Опишем эти условия. Поскольку физические ситуации, при которых можно использовать теорию адиабатических инвариантов, могут существенно отличаться друг от друга, то полезно строить эту теорию в достаточно общем виде.

Общими условиями, при которых строится теория адиабатических инвариантов, является финитность движения системы. При финитном движении существует один или несколько интервалов времени по прошествии которых система возвращается в исходное состояние (или состояние близкое к начальному). Это означает, что функции, которые описывают такое движение являются периодическими (или квази-периодическими). Обозначим через $T$ период такого движения. Тогда условие медленности изменения параметра $\lambda$ означает, что за период $T$, за который система успевает выйти из некоторого состояния и вернуться в него снова, параметр $\lambda$ изменяется очень мало, т.е.:

$$\left|\frac{d\lambda}{dt}\frac{T}{\lambda}\right| << 1.$$

Исходя из этого, будем предполагать в самом общем виде, что при движении системы один из ее параметров медленно меняется вдоль траектории движения. Обозначим этот параметр через $\lambda$.

Мы будем изучать системы, для которых выполняется закон сохранения энергии при условии неизменности ее параметров. Пусть полная энергия системы может быть представлена в виде функции Гамильтона $H = H(p, q; \lambda)$. Здесь $p$- обобщенный импульс системы, а $q$ - обобщенная координата. Уравнения движения в гамильтоновском представлении можно записать так:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q}, \qquad \frac{dq}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p}. \tag{4.10}$$

Если

$$\dot{\lambda} = 0,$$

то

$$\frac{dH}{dt} = \frac{dp}{dt}\frac{\partial H}{\partial p} + \frac{dq}{dt}\frac{\partial H}{\partial q} = -\frac{\partial H}{\partial q}\frac{\partial H}{\partial p} + \frac{\partial H}{\partial p}\frac{\partial H}{\partial q} = 0.$$

Это означает закон сохранения энергии: $H(p, q, \lambda) = E(\lambda) = \text{const}$ . В противном случае имеем:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{dp}{dt}\frac{\partial H}{\partial p} + \frac{dq}{dt}\frac{\partial H}{\partial q} + \frac{d\lambda}{dt}\frac{\partial H}{\partial \lambda} = \frac{d\lambda}{dt}\frac{\partial H}{\partial \lambda} \neq 0 \tag{4.11}$$

Энергия уже не сохраняется. Усредним последнее соотношение по периоду финитного движения системы, используя обычное усреднение по времени:

$$\overline{f} = \frac{1}{T}\int_0^T f(t)dt.$$

Тогда получаем:

$$\overline{\frac{dH}{dt}} = \overline{\frac{dE(\lambda)}{dt}} = \frac{d\lambda}{dt}\overline{\frac{\partial H}{\partial \lambda}}.$$

Поскольку мы считаем, что параметр $\lambda$ меняется медленно и за время усреднения измениться не успевает, то мы выносим производную от него из под знака усреднения. Пользуясь уравнениями (4.10), мы можем усреднение по времени заменить интегралом по траектории:

$$dt = \frac{dq}{\partial H/\partial p}.$$

Поэтому мы можем записать:

$$T = \int_0^T dt = \oint \frac{dq}{\partial H/\partial p},$$

а также:

$$\overline{\frac{dE(\lambda)}{dt}} = \frac{d\lambda}{dt}\frac{1}{T}\oint \frac{\partial H}{\partial \lambda}\frac{dq}{\partial H/\partial p} = \frac{d\lambda}{dt}\frac{\oint \frac{\partial H}{\partial \lambda}\frac{dq}{\partial H/\partial p}}{\oint \frac{dq}{\partial H/\partial p}}. \tag{4.12}$$

Здесь интеграл $\oint$ означает интеграл по траектории системы от некоторого начального состояния до возвращения системы в это начальное состояние. Усреднение в последней формуле производится по траектории системы при условии $\lambda = \text{const}$. В этом случае в соотношении $H(p, q, \lambda) = E$ $E = \text{const}$. Из этого соотношения можно выразить

импульс, который будет функцией $q$ и параметра $\lambda$: $p = p(q;\lambda)$. Поэтому, дифференцируя соотношение $H(p,q,\lambda) = E = \text{const}$ по $\lambda$, получаем:

$$\frac{\partial H}{\partial \lambda} + \frac{\partial p}{\partial \lambda}\frac{\partial H}{\partial p} = 0.$$

Это позволяет преобразовать соотношение (4.12) следующим образом:

$$\overline{\frac{dE(\lambda)}{dt}} = -\frac{d\lambda}{dt}\frac{\oint \frac{\partial p}{\partial \lambda}dq}{\oint \frac{\partial p}{\partial E}dq}.$$

Учитывая, что $\dot{\lambda}$ и усредненные величины не зависят от времени, последнее соотношение можно записать в следующем виде:

$$\oint \left( \frac{\partial p}{\partial E}\overline{\frac{dE(\lambda)}{dt}} + \frac{d\lambda}{dt}\frac{\partial p}{\partial \lambda} \right) dq = 0. \tag{4.13}$$

Подинтегральное выражение в последнем соотношении представляет собой полную производную по времени от импульса $p$ как функции на траектории без возмущений (т.е. $\lambda = \text{const}$). Поэтому (4.13) окончательно принимает следующий вид:

$$\oint \frac{dp}{dt}dq = \frac{d}{dt}\oint pdq = 0.$$

Последнее означает, что интегралом движения при медленных изменениях параметра $\lambda$ является величина

$$I = \oint pdq, \tag{4.14}$$

которая и называется адиабатическим инвариантом.

**Пример.** Простым примером использования теории адиабатических инвариантов является гармонический осциллятор. Рассмотрим математический маятник длиной $l$ в поле тяготения Земли. Частота малых колебаний такого маятника вычисляется по формуле:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}}.$$

Закон сохранения энергии имеет вид:

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} = E = \text{const}. \tag{4.15}$$

Из этого закона сохранения получаем выражение для импульса:

$$p = \sqrt{2mE - m^2\omega_0^2 x^2}.$$

Рассмотрим задачу вычисления изменения характеристик колебаний в среднем при условии, что длина нити маятника медленно изменяется. Для этого вычислим адиабатический инвариант такого движения. В соответствие с (4.14) имеем:

$$I = \oint \sqrt{2mE - m^2\omega_0^2 x^2}dx = m\omega_0 \oint \sqrt{A^2 - x^2}dx =$$

$$= -m\omega_0 A^2 \int_0^{2\pi} \sqrt{1 - \sin^2\varphi}\cos\varphi d\varphi = -m\omega_0 A^2 \int_0^{2\pi} \cos^2\varphi d\varphi = \pi m\omega_0 A^2.$$

Здесь $A = \sqrt{2E/(m\omega_0^2)}$ - амплитуда колебаний и использована подстановка $x = A\sin\varphi$. Отсюда окончательно находим:

$$I = \pi m\omega_0 A^2 = \pi m\sqrt{\frac{g}{l(t)}}A^2(t) = \text{const}.$$

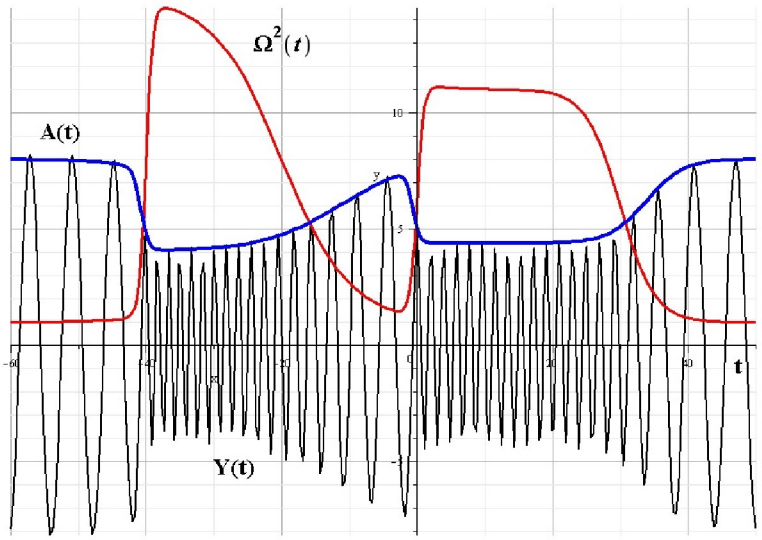



Рис. IV-10-3. Колебания маятника при изменении его частоты

Таким образом, при медленном изменении длины нити амплитуда колебаний будет изменяться по закону:

$$A(t) = \sqrt{\frac{I}{\pi m}} \left(\frac{l(t)}{g}\right)^{1/4} = A(0) \left(\frac{l(t)}{l(0)}\right)^{1/4}.$$

Типичный вид изменения колебаний при изменении частоты гармонического осциллятора приведен на рис. IV-10-3.

# 2 Лекция 11. Движение заряженных частиц в магнитном поле Земли

## 2.1 Движение частиц в неоднородном магнитном поле. Первый адиабатический инвариант

Поскольку магнитное поле Земли неоднородно, то движение частиц оказывается более сложным. Наиболее важными эффектами движения заряженной частицы в неоднородном магнитном поле является отражение частицы от области с повышенной напряженностью поля и различного вида дрейфовые движения частицы в направлении перпендикулярном полю. Рассмотрим эти эффекты по отдельности.

Пусть в начале отсутствуют какие-либо внешние силы, действующие на частицу, кроме силы Лоренца, в предположении, что напряженность магнитного поля неоднородна. Обратим внимание на то, что при произвольном магнитном поле в силу того, что сила Лоренца не совершает работы при движении частицы, сохраняется кинетическая энергия частицы:

$$E_0 = E_\perp + E_\parallel = \frac{m}{2}\left(v_\perp^2 + v_\parallel^2\right) = \text{const}.$$

Однако теперь скорости орбитального движения частицы $v_\perp$ и скорости движения вдоль направления магнитного поля $v_\parallel$ будут изменяться со временем. Но полная энергия частицы сохраняется, т.е. является инвариантом в независимости от структуры магнитного поля.

Если предположить, что магнитное поле меняется слабо в пространстве, то в теорию можно ввести так называемые адиабатические инварианты, т.е. величины, меняющиеся слабо вместе с магнитным полем. Если поле меняется слабо, то можно ожидать, что движение частицы будет в целом напоминать движение в однородном поле, но с медленно изменяющимися характеристиками. Среди этих характеристик могут найтись такие, которые при слабом изменении других величин остаются постоянными. Эти

постоянные характеристики и называются адиабатическими инвариантами. Для того, чтобы установить такие адиабатические инварианты, необходимо точно сформулировать понятие медленности изменения поля **H** при движении частицы в нем. Действительно, при слабом изменении поля движение частицы происходит вдоль силовой линии со скоростью $v_\parallel$ и и по окружности радиуса $R$ со скоростью $v_\perp$. Изменение магнитного поля с точки зрения частицы связано с тем, как быстро меняется поле при смещении частицы за характерный интервал времени от одной точки пространства к другой. Ясно, что если частица движется вдоль силовой линии очень быстро, то и поле будет меняться быстро. Характерным интервалом времени для частицы в магнитном поле является период $T = 2\pi/\Omega_L$ ее обращения по орбите, перпендикулярной силовой линии. В таком случае медленность изменения должна означать, что за период обращения поле почти не изменилось, т.е.:

$$\Delta H_T = T\frac{dH}{dt} << H. \tag{4.16}$$

Будем считать, что это условие выполнено. Кроме этого следует предполагать, что изменение поля в направлении перпендикулярном силовой линии также мало.

При медленном изменении параметров системы некоторые из физических величин, связанных с движением, остаются постоянными. Такие величины называются адиабатическими инвариантами. Из общей теории адиабатических инвариантов (см., например, в [**?**][1]) следует, что адиабатический инвариант $I$ связан с энергией $E$ финитного движения частицы таким образом, что

$$\frac{\partial E}{\partial I} = \omega,$$

где $\omega$ - собственная частота финитного движения, которая адиабатическим инвариантом может не быть и медленно меняется со временем. В силу этого величины $I$ и $\omega$ динамически не зависимы и можно написать:

$$E = \omega I. \tag{4.17}$$

Эта формула может быть использована для вычисления самих адиабатических инвариантов.

При движении частицы в слабо неоднородном магнитном поле энергией финитного движения является часть кинетической энергии частицы орбитального вращения:

$$E_\perp = \frac{m}{2}v_\perp^2 = \frac{m}{2}\left(\frac{eH}{mc}\right)^2 R^2 = \frac{m}{2}\Omega_L^2 R^2. \tag{4.18}$$

[1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика. М.:Наука, 1973

Собственной частотой орбитального движения является частота Лармора $\Omega_L$. Из соотношения (4.18) следует, что адиабатическим инвариантом движения частицы в слабо неоднородном магнитном поле является следующая величина:

$$I = \frac{E_\perp}{\Omega_L} = \frac{mv_\perp^2}{2\Omega_L} = \frac{m}{2}\Omega_L R^2.$$

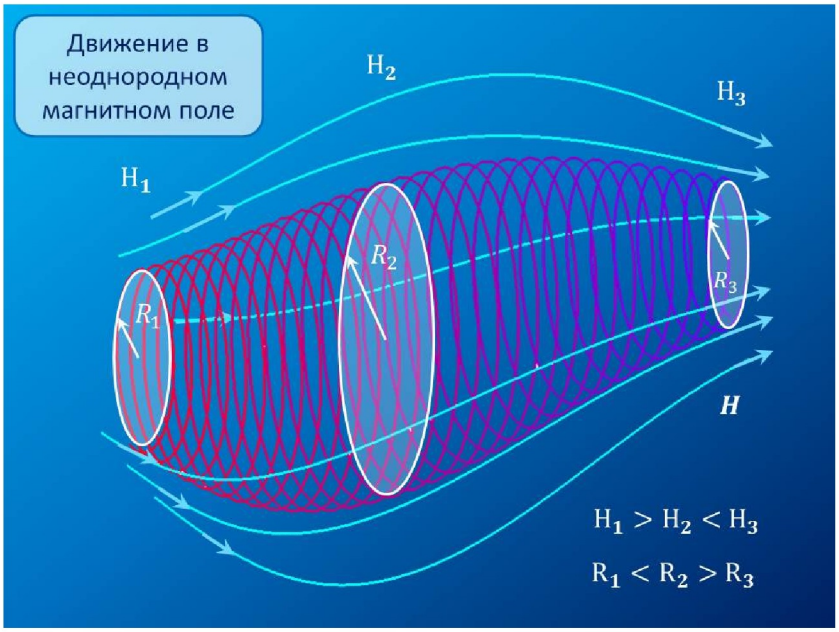



Рис. IV-11-1. Движение частицы в неоднородном магнитном поле

Другими словами, квадрат скорости или кинетическая энергия орбитального движения меняются пропорционально частоте, которая зависит линейно от величины магнитного поля:

$$E_\perp = I\frac{eH}{mc} = \mu H, \tag{4.19}$$

и медленно изменяется вместе с ним. В этой формуле вместо инварианта $I$ введен новый адиабатический инвариант $\mu$, по размерности совпадающий с магнитным моментом:

$$\mu = \frac{e}{mc}I.$$

Квадрат же радиуса орбиты меняется обратно пропорционально магнитному полю (см. рис. IV-11-1):

$$R^2 = \frac{2I}{m}\frac{1}{\Omega_L} = \frac{2Ic}{e}\frac{1}{H} = \frac{2\mu c^2 m}{e^2}\frac{1}{H}.$$

## 2.2 Закон сохранения энергии в неоднородном магнитном поле. Магнитные ловушки и зеркала

Исходя из полученных соотношений, можно сделать следующий важный вывод. Пусть движение частицы в магнитном поле характеризуется полной энергией $E_0$, тогда получаем:

$$E_{\parallel} + E_{\perp} = E_{\parallel} + \mu H = E_0.$$

Это соотношение эквивалентно закону сохранения механической энергии в потенциальном поле сил с потенциальной энергией $U_{eff} = \mu H$. Энергия $U_{eff}$ в точности равна энергии частицы с магнитным моментом $\mu$ в магнитном поле. Отсюда

$$\frac{m}{2} v_{\parallel}^2 = E_0 - U = E_0 - \mu H > 0. \tag{4.20}$$

Поэтому, если потенциальная энергия $U_{eff}$ имеет локальный минимум в окрестности некоторой точки $\mathbf{r}_0$, то в этом случае частица будет совершать колебательное движение от одной стенки потенциальной ямы до другой. При этом точки поворота (точки, где скорость движения вдоль силовой линии обращается в ноль) будут находиться из условия $\mu H(\mathbf{r}) = E_0$. Системы, в которых реализуется захват заряженных частиц с помощью рассмотренного принципа, называются адиабатическими или магнитными ловушками.

Для исследования возможности удержания частиц в магнитной ловушке, полезно рассмотреть следующий пример такой системы Рис. II-11-2.

Предположим, что система состоит из двух областей, в каждой из которых создается постоянное магнитное поле со значениями $H_1 < H_2$, направленное вдоль некоторой оси z, совпадающей с направлением. возрастания поля.

Между этими областями располагается область, где поле медленно возрастает от значения $H_1$ до значения $H_2$. Пусть частица находится в области с меньшим значением поля $H_1$ и движется в направлении области с большим значением поля $H_2$ со скоростью $v_{\parallel}$. При этом скорость орбитального движения будет равна $v_{\perp} = \sqrt{\Omega_1 R}$, $\Omega_1$ - циклотронная частота в области 1. В области с полем $H_2$ скорости частиц будут соответственно $v'_{\parallel}$ и $v'_{\perp} = \sqrt{\Omega_2 R}$. Частица будет проникать в область 2, если в этой области $v'_{\parallel} > 0$. Из соотношения

$$v_{\parallel}^2 + \mu H_1 = {v'_{\parallel}}^2 + \mu H_2$$

следует, что в область с полем $H_2$ будут попадать частицы, имеющие скорость вдоль поля $v_{\parallel}$, подчиняющуюся неравенству:

$$v_{\parallel}^2 > \mu(H_2 - H_1).$$

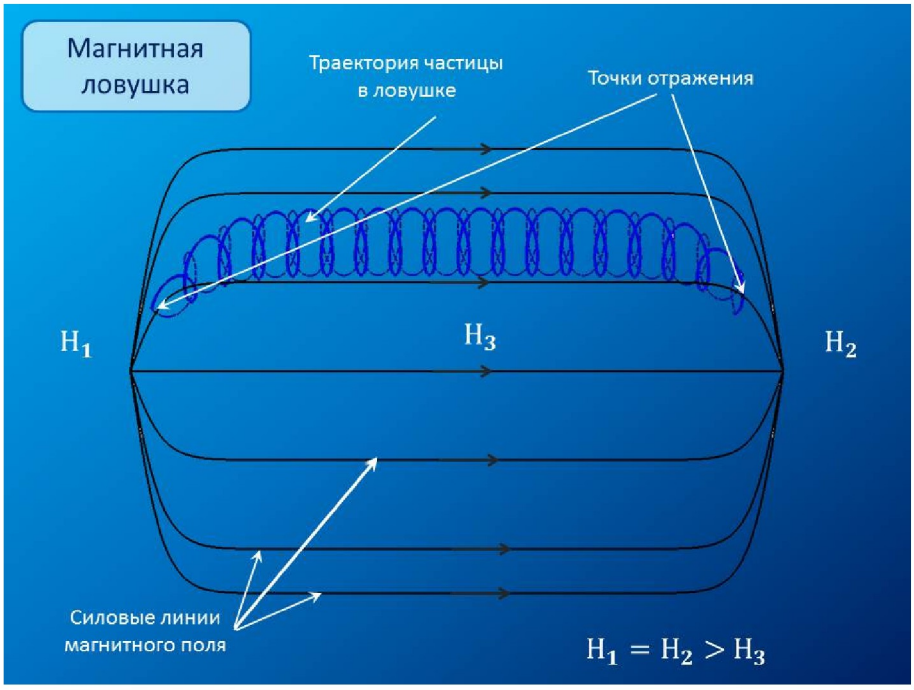



Рис. IV-11-2. Магнитная ловушка

Это же неравенство можно записать в виде соотношения для отношения скоростей орбитального движения и движения вдоль поля:

$$v_{\parallel} > v_{\perp}\sqrt{1 - H_2/H_1}. \tag{4.21}$$

Частицы, для которых скорости $v_{\parallel}$ меньше критической

$$v_{\parallel cr} = \sqrt{\frac{2\mu}{m}(H_2 - H_1)},$$

будут отражаться от области с повышенным значением поля. Обратим внимание на то, что в ловушке захватываются частицы, у которых компонента скорости вдоль поля оказывается меньше определенного значения (неравенство (4.21)). Однако именно условие медленности изменения поля при движении частицы связано с аналогичным соотношением. Поэтому выпадение частиц из ловушки связано с нарушением адиабатичности движения.

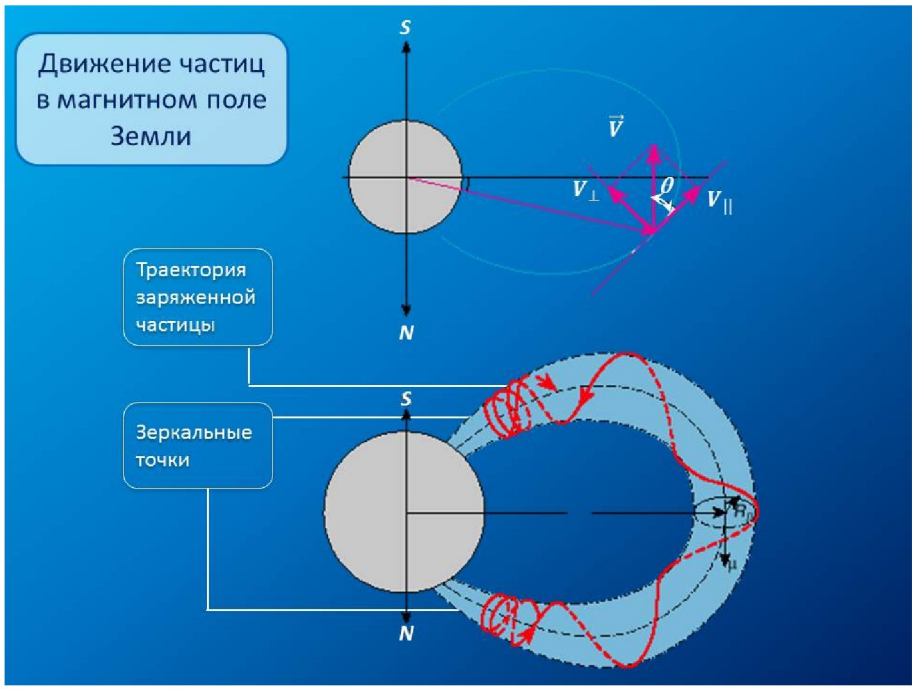



Рис. IV-11-3. Траектории частиц в магнитном поле Земли

## 2.3 Зональное дрейфовое движение в магнитном поле Земли. Второй адиабатический инвариант

Поскольку движение заряженных частиц вдоль силовой линии представляет собой периодический процесс с достаточно большой частотой (характерный период $T \simeq$), то в этом случае для такого движения возникает еще один адиабатический инвариант. В этом случае энергией финитного движения является кинетическая энергия движения вдоль силовой линии, т.е. $E_{||} = mv_{||}^2/2$. Медленно меняющимся параметром этого движения является медленное изменение магнитного поля теперь вдоль экватора, которое называется зональным направлением. В этом направлении происходит дрейф заряженных частиц. Для того, чтобы явно вычислить в этом случае адиабатический инвариант, воспользуемся снова общей теорией, изложенной в предыдущих лекциях.

Запишем энергию финитного движения в следующем виде:

$$E_{||} = \frac{m}{2} v_{||}^2 = E_0 - \mu \mathcal{H}.$$

Импульс движения соответственно равен

$$p_{||} = \sqrt{2m(E_0 - \mu H)}.$$

## 2.4 Распределение частиц в ловушке

Для анализа ситуации с удержанием плазмы в магнитной ловушке, особенно в связи с описанием радиационных поясов Земли, важным является вопрос об описании распределения частиц в ловушке. Вопрос можно поставить следующим образом: равномерно или не равномерно распределены частицы по объему ловушки и если не равномерно, то в какой части магнитной ловушки будет наблюдаться повышенное содержание частиц.

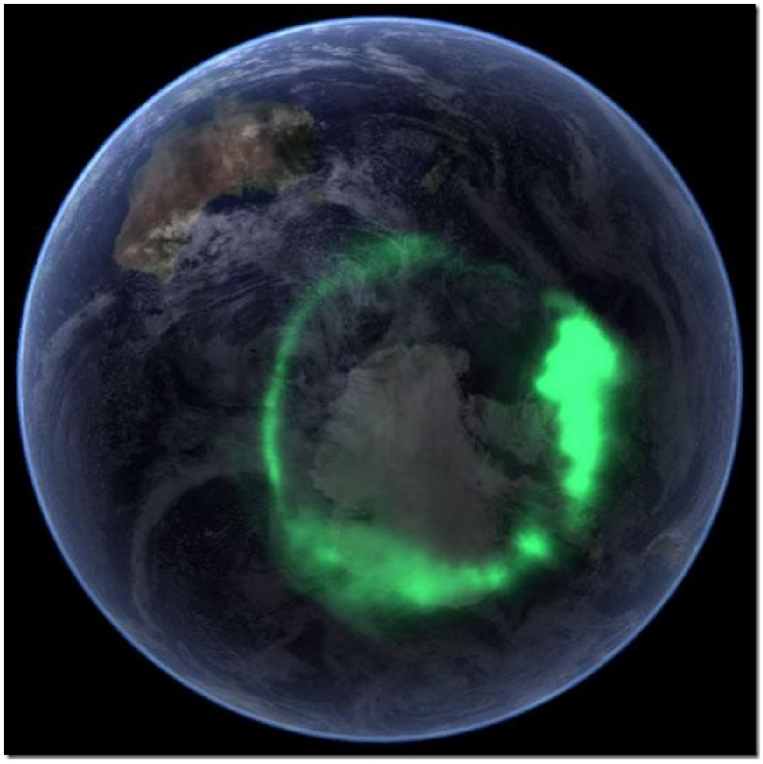


Рис. IV-11-4. Кольцо полярных сияний над северным полюсом Земли.

Для ответа на этот вопрос необходимо более конкретно сформулировать данный вопрос. Частицы, захваченные ловушкой, перемещаются периодически от одной точки поворота до другой. Поэтому сформулируем вопрос так: если случайным образом бросать взгляд (фотографировать, сканировать) область внутри ловушки, то где чаще всего мы

будем наблюдать каждую из частиц? Сформулированный таким образом вопрос имеет простой ответ. Пусть $s$ - параметр вдоль силовой линии поля, вдоль которой движется частица. Пусть так же период движения частицы от одной точки поворота $s_1$ до другой $s_2$ равен $T$. Согласно (4.20) этот период можно вычислить так:

$$T(E_0) = \int_{s_1}^{s_2} \frac{\sqrt{m}ds}{\sqrt{2E_0 - 2\mu H(s)}}.$$

Здесь $s$ - координата вдоль силовой линии магнитного поля частицы, которая определяется как интегральная кривая уравнения

$$\frac{d\mathbf{r}}{ds} = \mathbf{H}(\mathbf{r}).$$

Тогда вероятность наблюдения частицы в произвольной точке ловушки пропорциональна отношению времени наблюдения к полупериоду движения частицы в ловушке, т.е. если интервал наблюдения равен $dt$, вероятность обнаружения за этот период равна

$$dp = \frac{2dt}{T}.$$

Для того, чтобы вычислить плотность вероятности обнаружить частицу именно в данной точке пространства, необходимо перейти от времени наблюдения за частицей к соответствующему пространственному интервалу, в котором частица может оказаться в течение периода наблюдения. Для этого необходимо сделать замену переменных:

$$dt = \frac{dt}{ds}ds = \frac{ds}{v_\parallel}.$$

В результате находим:

$$d(s) = \frac{\sqrt{2m}ds}{T\sqrt{E_0 - \mu H(s)}}.$$

Отсюда плотность вероятности обнаружить частицу равна

$$\rho(s) = \frac{\sqrt{2m}}{T\sqrt{E_0 - \mu H(s)}}. \tag{4.22}$$

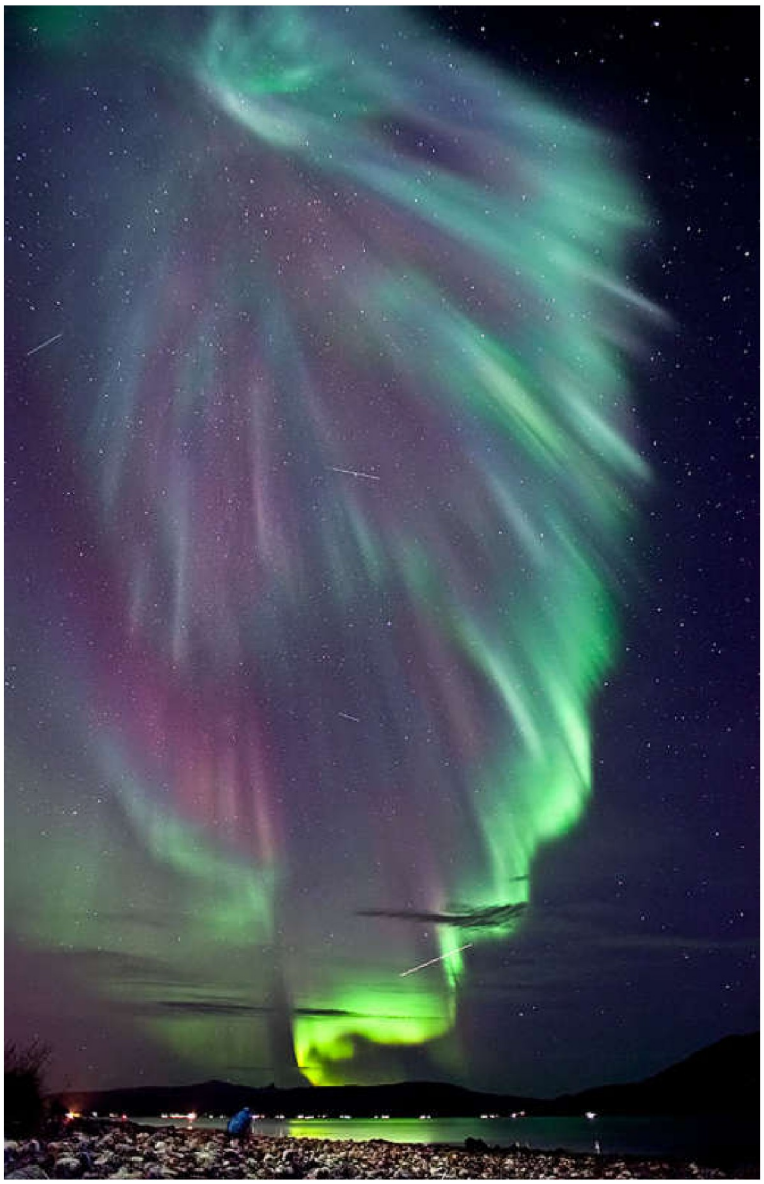


Рис. IV-11-5. Северное сияние над Норвегией

Не трудно видеть, что эта плотность вероятности растет до бесконечности вблизи точек поворота. Отсюда следует, что частицы чаще всего будут наблюдаться вблизи точек поворота или, в данном случае, "магнитных пробок"ловушки. Формула (4.22) дает частичный ответ на поставленный вопрос. Она описывает распределение частиц вдоль траектории частицы. Для описания пространственного распределения необходимо еще

иметь представление о числе частиц на данной траектории. Здесь следует учесть, что на одной и той же траектории могут находиться как частицы с одной и той же полной энергией, так и с различными значениями $E_0$. Пусть каждая силовая линия нумеруется двумя пространственными параметрами $\xi$ и $\eta$ и пусть число частиц на траектории $(\xi, \eta)$ в интервале значений полной энергии $dE_0$ равно $n(\xi, \eta, E_0)dE_0$. Тогда пространственная плотность частиц в точке, характеризующейся тремя параметрами $(s, \xi, \eta)$, будет иметь вид:

$$\varrho(s, \xi, \eta, E_0) = \frac{n\Big(\xi, \eta, E_0\Big) dE_0 \sqrt{2m}}{T\Big(E_0\Big)\sqrt{E_0 - \mu H\Big(s\Big)}}. \tag{4.23}$$

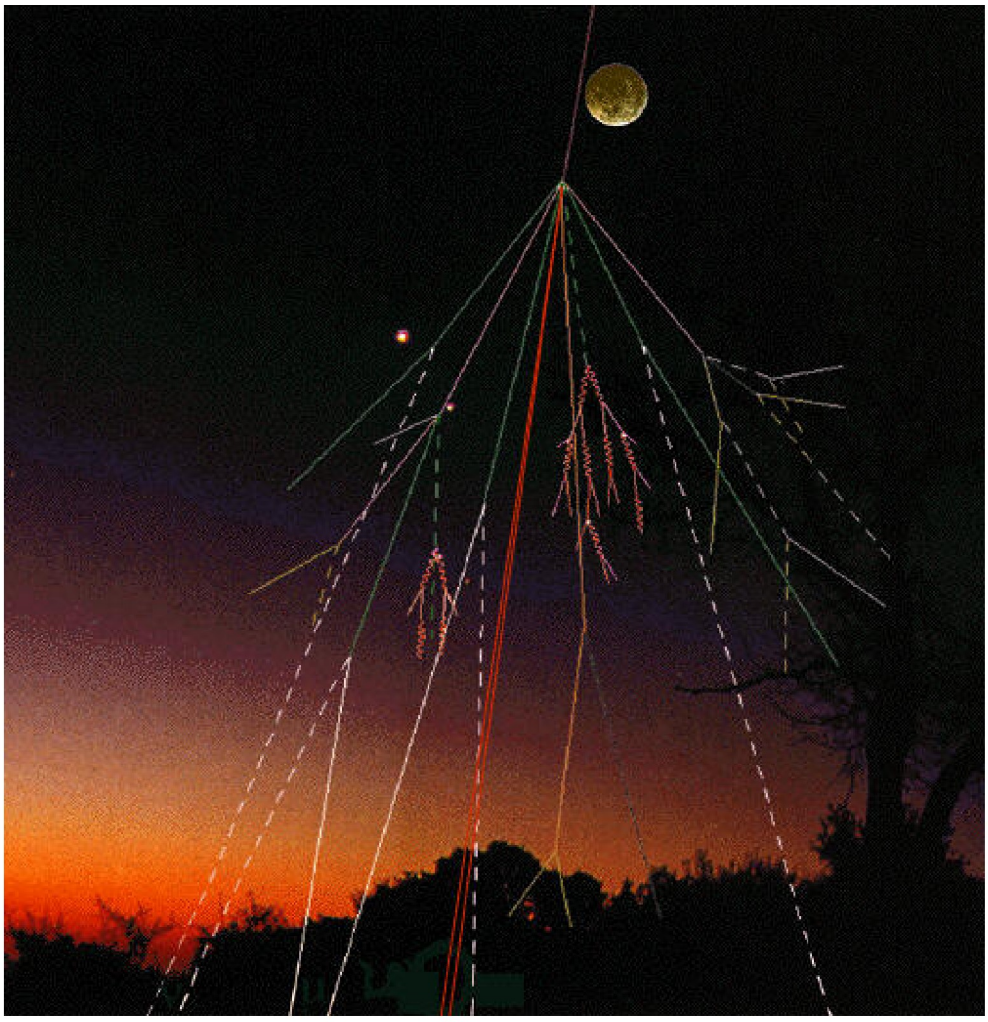
## 2.5 Полярные овалы и северные сияния

Частицы, приходящие от Солнца, захватываются магнитосферой Земли в ее хвосте и переносятся к полюсам. В процессе движения от хвоста магнитосферы к полюсам Земли они ускоряются и выпадают в форме полярных сияний в атмосфере Земли. Именно частицы СКЛ, а не частицы радиационных поясов, создают эффект полярных сияний. Плотность частиц в радиационных поясах мала для того, чтобы создать яркие вспышки в области полярных областей.

Свечение полярных сияний вызвано столкновениями заряженных частиц с атомами атмосферы - в основном азотом и кислородом. Каждый из этих атомов дает свою гамму красок. Поэтому полярные сияния выглядят так красочно на ночном небе. Пример такого явления представлен на рис. IV-11-5.

# Глава 5

# Космические лучи



# 1 Лекция 12. Космические лучи и методы их наблюдения

Конец XIX - начало XX века ознаменовались новыми открытиями в области микромира. После открытия рентгеновских лучей и радиоактивности были обнаружены заряженные частицы, приходящие на Землю из космического пространства. Эти частицы были названы ***космическими лучами*** (КЛ). Датой открытия космических лучей принято считать 1912 год, когда австрийский физик В.Ф. Гесс с помощью усовершенствованного электроскопа измерил скорость ионизации воздуха в зависимости от высоты. Для этого он использовал воздушный шар, с помощью которого он поднимался на высоту более 5 км. Оказалось, что с ростом высоты величина ионизации сначала уменьшается, а затем на высотах свыше 3000-4000 м начинает резко возрастать. Это было первым доказательством, что ионизирующее излучение, слабо поглощаемое воздухом и увеличивающееся с увеличением высоты, образуется за счет КЛ, падающими на границу атмосферы из космического пространства. Более точные результаты были получены оппонентом В.Ф. Гесса - В. Кольхестером, который не верил в космическое происхождение космических лучей. Однако, совершив пять полетов на воздушных шарах в 1912-1914 года на высоты до 9300 м, он подтвердил и уточнил результат В.Ф. Гесса.

КЛ представляют собой ядра различных элементов, следовательно, являются заряженными частицами. Наиболее многочисленны в КЛ ядра атомов водорода и гелия ( 85 и 10 % соответственно). Доля ядер всех остальных элементов таблицы Менделеева не превышает 5 %. Небольшую часть КЛ составляют электроны и позитроны (менее 1 %).

В процессах, происходящих во Вселенной, КЛ играют важную роль. Плотность энергии КЛ в нашей Галактике составляет 1 эВ/см$^3$, что сравнимо с плотностями энергий межзвездного газа и галактического магнитного поля. По содержанию в КЛ элементов лития, бериллия и бора, которые образуются в результате ядерных взаимодействий космических частиц с атомами межзвездной среды, можно определить то количество вещества $X$, через которое прошли КЛ, блуждая в межзвездной среде. Величина $X$ примерно равна 5-10 г/см$^2$. Время блуждания КЛ в межзвездной среде (или время их жизни) и величина X связаны соотношением $X \sim \rho ct$, где $c$ - скорость частиц (обычно полагают, что величина $c$ равна скорости света), $\rho$ - средняя плотность межзвездной среды, составляющая 10-24 г/см$^3$, t - время блуждания КЛ в этой среде. Отсюда время жизни КЛ $3 \cdot 10^8$ лет. Оно определяется либо выходом КЛ из Галактики и гало, либо их поглощением за счет неупругих взаимодействий с веществом межзвездной среды.

Основным источником КЛ внутри Галактики являются взрывы сверхновых звезд. КЛ ускоряются на ударных волнах, образующихся в этих взрывах. Максимальная энергия, которую могут приобрести частицы в таких процессах, составляет $Emax \sim$

$10^{16}$ эВ. Кроме того, часть КЛ может ускориться до таких же энергий на ударных волнах, распространяющихся в межзвездной среде Галактики. КЛ еще больших энергий образуются в Метагалактике. Одним из их источников могут быть ядра активных галактик. На рис. V-12-1 показаны энергетические спектры $J(E)$ для протонов , ядер гелия , углерода $C$ и железа $Fe$, которые наблюдаются в космическом пространстве. Величина $J(E)$ представляет собой количество частиц, имеющих энергию в диапазоне от $E$ до $E + \Delta E$ и проходящих через единичную поверхность в единицу времени в единице телесного угла в направлении, перпендикулярном поверхности. Видно, что основную долю в КЛ составляют протоны, затем следуют ядра гелия. Доля остальных ядер невелика.

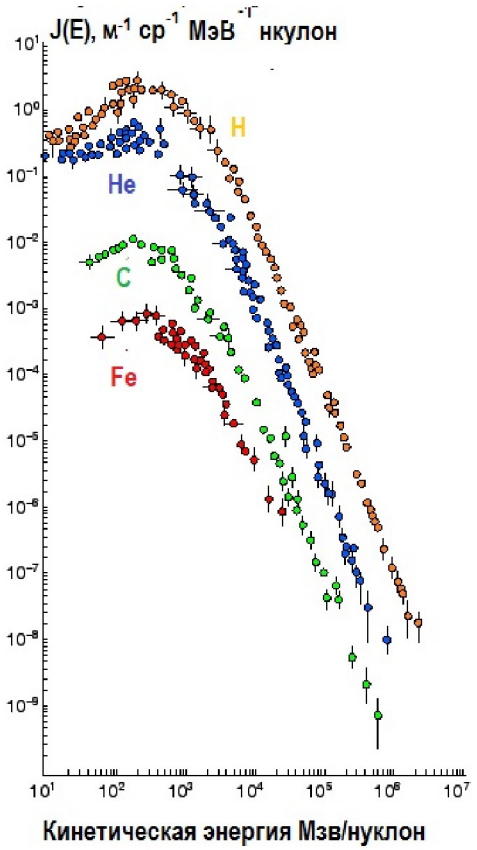



Рис. V-12-1. Дифференциальные спектры галактических КЛ: протонов H, ядер гелия He, углерода C и железа Fe [1]

[1] http://www.astronet.ru/db/msg/1210273

По своему происхождению КЛ можно разделить на несколько групп.

1) ***КЛ галактического происхождения (ГКЛ)***. Источником ГКЛ является наша Галактика, в которой происходит ускорение частиц до энергий $\sim 10^{18}$ эВ. Спектры КЛ, изображенные на рис. V-12-1, относятся к ГКЛ.

2) ***КЛ метагалактического происхождения***, они имеют самые большие энергии, $E > 10^{18}$ эВ, образуются в других галактиках.

3) ***Солнечные КЛ (СКЛ)***, генерируемые на Солнце во время солнечных вспышек.

4) ***Аномальные КЛ (АКЛ)***, образующиеся в Солнечной системе на периферии гелиомагнитосферы.

Космические лучи самых малых и самых больших энергий различаются в $10^{15}$ раз. С помощью только одного типа аппаратуры невозможно исследовать такой огромный диапазон энергий, поэтому для изучения КЛ используются разные методы и приборы: в космическом пространстве - с помощью аппаратуры, установленной на спутниках и космических ракетах, в атмосфере Земли - с помощью малых шаров-зондов и больших высотных аэростатов, на ее поверхности - с помощью наземных установок (некоторые из них достигают размеров в сотни квадратных километров), расположенных либо высоко в горах, либо глубоко под землей, либо на больших глубинах в океане, куда проникают частицы высоких энергий. КЛ при своем распространении в межзвездной среде взаимодействуют с межзвездным газом, а при попадании на Землю - с атомами атмосферы. Результатом таких взаимодействий являются вторичные частицы - протоны и нейтроны, мезоны, электроны, гамма-кванты, нейтрино. Основными типами детекторов, которые используются при изучении КЛ, являются фотоэмульсии и рентгеновские пленки, ионизационные камеры, газоразрядные счетчики, счетчики нейтронов, черенковские и сцинтилляционные счетчики, твердотельные полупроводниковые детекторы, искровые и дрейфовые камеры.

## 1.1 Галактические космические лучи

Космические лучи, приходящие из глубокого Космоса, галактические и метагалактические космические лучи обладают очень большой энергией. Это позволяет использовать их для изучения ядерных реакций, которые не могут быть воспроизведены на современных ускорителях в лаборатории. Для изучения взаимодействий КЛ высоких энергий ( $E \simeq 10^{15}$ эВ) с веществом используются ионизационные калориметры. Эти приборы, впервые предложенные Н.Л. Григоровым с сотрудниками, представляют собой несколько рядов детекторов - ионизационных камер или сцинтилляционных счетчиков, между которыми расположен поглотитель из свинца или железа. На верхней части калориметра помещается мишень из легкого вещества - углерода или алюминия. Частица, падающая на поверхность ионизационного калориметра, взаимодействует с ядром мишени, образуя вторичные

частицы. Их число сначала возрастает, достигая некоторого максимального значения, и затем постепенно убывает по мере продвижения в тело калориметра. Детекторы измеряют ионизацию под каждым слоем поглотителя. По кривой зависимости степени ионизации от номера слоя можно определить энергию попавшей в калориметр частицы. Этими приборами впервые в мире был измерен спектр первичных КЛ в диапазоне энергий от $\sim 10^{11}$ до $\sim 10^{14}$ эВ. КЛ в диапазоне энергий $10^{11} < E < 3\Delta 10^{15}$ эВ имеют галактическое происхождение, их энергетический спектр можно описать степенным законом

$$J(E) = J0 \cdot E^{-2,75}.$$

Для изучения характеристик ядерных взаимодействий КЛ очень больших энергий необходимы установки с большой площадью регистрации, так как поток высокоэнергетичных частиц крайне мал. Их называют рентгеновскими камерами. Это приборы с площадью поверхности до нескольких сотен квадратных метров, состоящие из рядов рентгеновских пленок, перемежающихся слоями свинца. В результате взаимодействия КЛ с частицами воздуха образуются мезоны, часть из которых затем размножается в свинце, оставляя пятна на рентгеновской пленке. По числу и величине этих пятен, плотности их потемнения и по расположению в разных слоях определяется энергия взаимодействующей частицы и направление ее прихода.

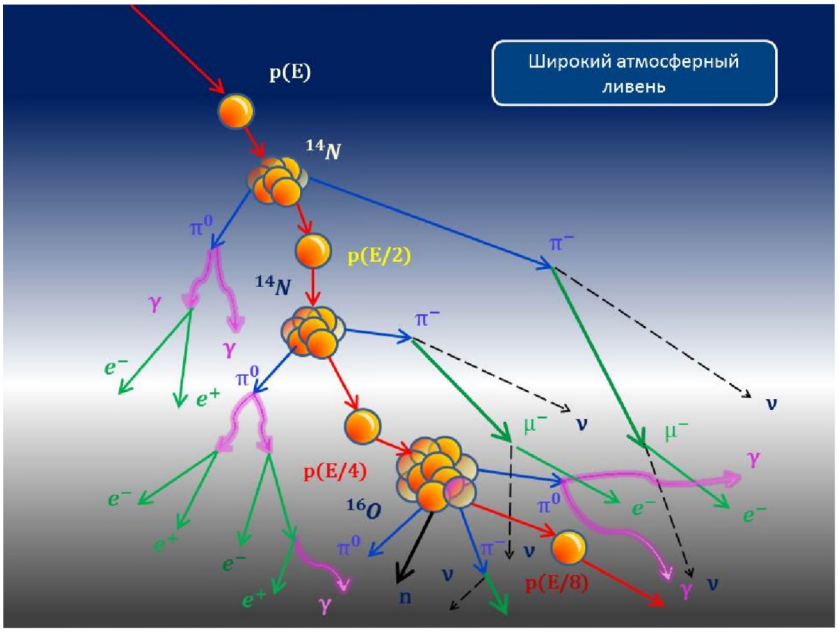



Рис. V-12-2. Рождение широкого атмосферного ливня (ШАЛ)

Для изучения КЛ с энергиями выше $10^{14}$ эВ используется свойство частиц высоких энергий создавать очень много вторичных частиц, в основном протонов и пионов, в результате взаимодействия первичной частицы с ядрами атомов в атмосфере. Обладающие достаточно высокой энергией протоны и пионы в свою очередь являются ядерно-активными частицами и вновь взаимодействуют с ядрами атомов воздуха. Как заряженные ($\pi^{\pm}$), так и нейтральные ($\pi^0$) пионы - это нестабильные частицы со временем жизни $t \sim 10^{-16}$ с для покоящегося $\pi^0$ и $t \sim 2.6 \cdot 10^{-8}$ с для покоящихся $\pi^{\pm}$. Пионы сравнительно малых энергий не успевают вступить во взаимодействие с ядром атома воздуха и могут распасться на $\gamma$-кванты, положительные и отрицательные мюоны ($\mu^{\pm}$), нейтрино ($\nu$) и антинейтрино ($\tilde{\nu}$): $\pi^0 \to \gamma + \gamma$, $\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu + \tilde{\nu}$. Мюоны также являются нестабильными частицами со временем жизни для покоящегося мюона $t \sim 2.2 \cdot 10^{-6}$ с и распадаются по схеме $\mu^{\pm} = e^{\pm} + \nu + \tilde{\nu}$. Схема образования ливня представлена на рис. V-12-2.

Гамма-кванты и электроны (позитроны) за счет электромагнитного взаимодействия с атомами воздуха дают новые гамма-кванты и электроны. Таким образом в атмосфере образуется каскад частиц, состоящий из протонов, нейтронов и пионов (ядерный каскад), электронов (позитронов) и $\gamma$-квантов (электромагнитный каскад см. Рис. V-12-3).

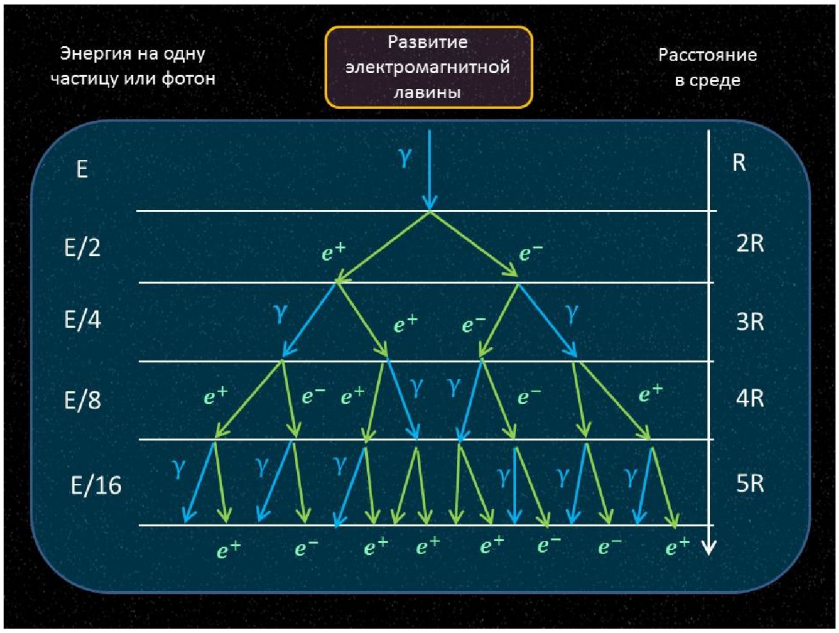



Рис. V-12-3. Упрощенная схема развития электромагнитной лавины в среде (электромагнитный каскад)

Впервые ливни наблюдал Д.В. Скобельцын в конце 20-х годов. Каскады в атмосфере, вызываемые частицами больших энергий и занимающие обширные площади, получили название широких атмосферных ливней. Они были открыты французским физиком П. Оже и его сотрудниками в 1938 году. Высокоэнергетичная космическая частица образует ливень с огромным числом вторичных частиц, так, например, частица с $E = 10^{16}$ эВ в результате взаимодействий с атомами воздуха вблизи поверхности Земли порождает примерно 10 млн вторичных частиц, распределенных на большой площади. Хотя поток высокоэнергетичных КЛ, падающих на границу земной атмосферы, крайне мал, широкие атмосферные ливни занимают значительные площади и могут быть зарегистрированы с высокой эффективностью. Для этой цели на поверхности земли размещаются детекторы частиц на площади в десятки квадратных километров, причем регистрируются только те события, в которых срабатывает сразу несколько детекторов. Широкий атмосферный ливень можно упрощенно представить в виде диска частиц, движущегося в атмосфере. На рис. V-12-2 показано, как такой диск частиц широкого атмосферного ливня падает на детекторы регистрирующей установки.

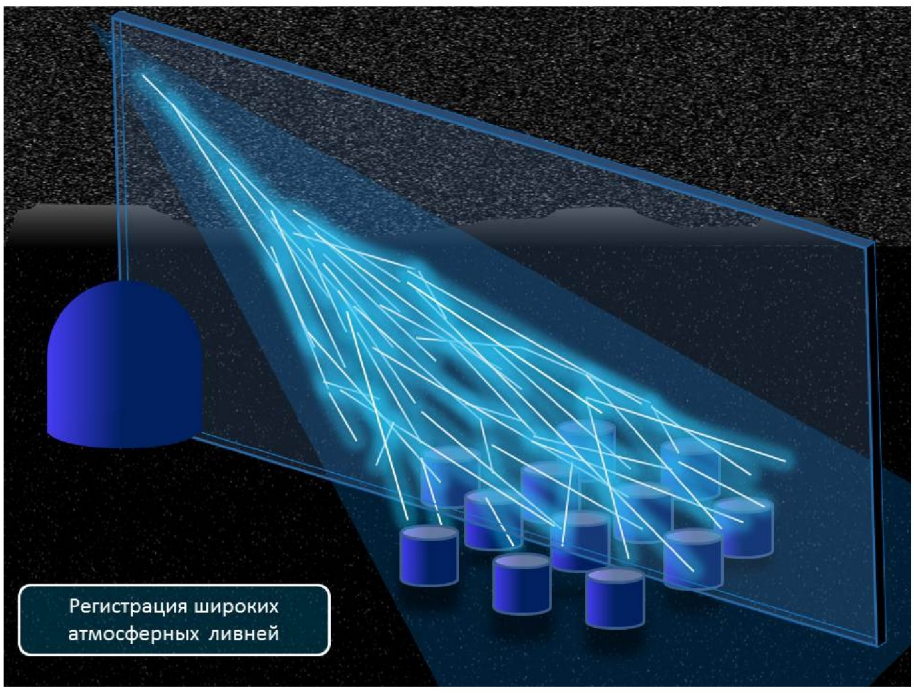



Рис. V-12-4. Регистрация широкого атмосферного ливня (ШАЛ)

В зависимости от энергии космической частицы размер диска (поперечный размер

ливня) может составлять от нескольких десятков метров до километра, а его толщина (продольный размер или фронт ливня) - десятки сантиметров. Частицы в ливне движутся со скоростью, близкой к скорости света. Число частиц в ливне существенно уменьшается при переходе от центра диска к его периферии. Поперечный размер широкого атмосферного ливня и число частиц в нем увеличивается с ростом энергии первичной частицы, которая образует этот ливень. Самые большие наблюдаемые на сегодняшний день ливни от первичных частиц с $E \simeq 10^{20}$ эВ содержат несколько миллиардов вторичных частиц. Измеряя многими детекторами пространственное распределение частиц в ливне, можно найти их полное число и определить энергию первичной частицы, которая данный ливень образовала. Поток частиц с энергиями $E \simeq 10^{20}$ эВ очень мал. Например, на 1 м$^2$ на границе атмосферы за 1 млн лет падает лишь одна частица с $E \sim 10^{19}$ эВ. Для регистрации столь малых потоков необходимо иметь большие площади, покрытые детекторами, чтобы зарегистрировать достаточное количество событий за разумное время.

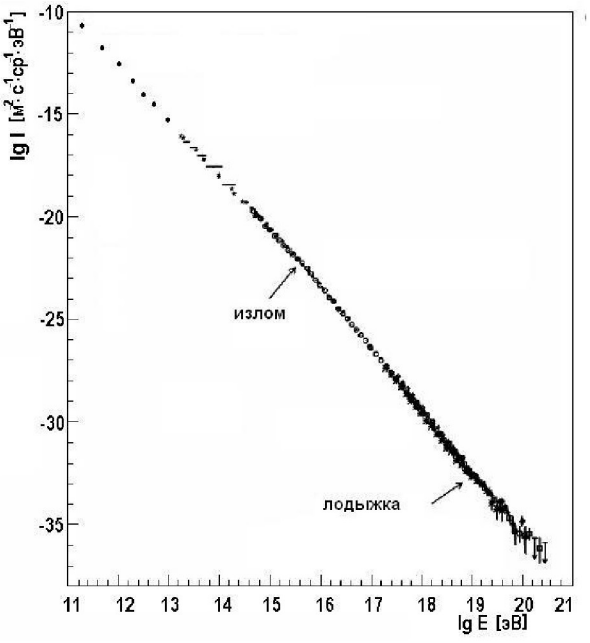



Рис. V-12-5. Спектр галактических КЛ. [2]

На гигантских установках по регистрации широких атмосферных ливней было "поймано"несколько частиц, имеющих энергии свыше $10^{20}$ эВ (максимальная

[2] http://www.astronet.ru/db/msg/1210273

зарегистрированная в настоящее время энергия частицы равна $\sim 3 \cdot 10^{20}$ эВ). Существуют ли КЛ более высоких энергий? В 1966 году Г.Т. Зацепин, В.А. Кузьмин и американский физик К. Грейзен высказали предположение, что спектр КЛ при энергиях $E > 3 \cdot 10^{19}$ эВ должен обрезаться из-за взаимодействия высокоэнергичных частиц с реликтовым излучением Вселенной. Регистрация нескольких событий с энергией $E \cdot 10^{20}$ эВ может быть объяснена, если предположить, что источники этих частиц удалены от нас на расстояния не более 50 Мпк (миллионов парсек). В этом случае взаимодействий КЛ с фотонами реликтового излучения практически не будет из-за малого количества фотонов на пути частицы от источника к наблюдателю. В области высоких энергий КЛ наблюдается несколько особенностей. Они представлены на рис. V-12-5.

1) Спектр КЛ испытывает излом при $E \sim 10^{15}$ эВ (см. Рис. V-12-5). Показатель наклона спектра КЛ до излома $\gamma \simeq 2.75$, для частиц больших энергий спектр становится круче, $\gamma \simeq 3.0$. Эта важная особенность в спектре КЛ была открыта С.Н. Верновым и Г.Б. Христиансеном при изучении спектра широких атмосферных линий. Наблюдаемый излом в спектре при таких больших энергиях может быть вызван более быстрым выходом КЛ из нашей Галактики по сравнению с частицами меньших энергий или может быть обусловлен изменением природы их источников. Возможно также изменение химического состава КЛ в области излома.

2) При энергии частиц $E \simeq 10^{18}$ эВ спектр КЛ становится еще круче, $\gamma \simeq 3.3$. Это диапазон энергий на Рис. V-12-5 отмечен как "лодыжка". Это вызвано, по-видимому, тем фактом, что в данном диапазоне энергий КЛ преимущественно метагалактического происхождения, их спектр имеет другой наклон.

3) Спектр частиц с $E > 10^{19}$ эВ становится более пологим, $\gamma = 3.3$. Этот эффект вызван взаимодействием КЛ, имеющих энергии $E > 10^{19}$ эВ, с реликтовыми фотонами, в процессе которого КЛ теряют часть своей энергии и переходят в область меньших энергий, что делает спектр частиц более пологим.

4) Спектр КЛ с энергиями свыше $10^{20}$ эВ может быть получен лишь после длительных наблюдений, когда будет зарегистрировано достаточное количество событий с такими экстремальными энергиями.

Для того, чтобы существенно увеличить число случаев регистрации широких атмосферных ливней от частиц с энергиями $E > 10^{19}$ эВ, в ближайшие годы планируется построить три гигантские установки с детекторами, размещенными на площади более 1000 км$^2$. С их помощью ученые надеются получить ответ на вопрос о спектре КЛ в области сверхвысоких энергий и о максимально возможной энергии космических частиц. КЛ сверхвысоких энергий будут удерживаться в Галактике ее магнитными полями, если радиус кривизны траектории частицы много меньше размеров Галактики. Используя соотношение между энергией частицы ($E$, эВ), радиусом кривизны ее траектории $r$ ( $r \simeq 10^{22}$ см - размер Галактики) и напряженностью магнитного поля ( $H \simeq 10^{-6}$ Э),

$E = 300Hr$, получим максимальную энергию КЛ, которые могут удерживаться в нашей Галактике: $E_{max} \simeq 10^{18}$ эВ. Это говорит о том, что КЛ более высоких энергий могут иметь метагалактическое происхождение [3].

## 1.2 Солнечные космические лучи

Солнце само также является источником солнечных космических лучей (СКЛ). СКЛ - это заряженные частицы, ускоренные во вспышечных процессах на Солнце до энергий, во много раз превышающих тепловые энергии частиц на его поверхности. СКЛ впервые были зарегистрированы в начале 40-х годов ионизационными камерами - наземными приборами, которые регистрировали высокоэнергетичные мюоны. Что же представляет собой вспышка СКЛ? Астрономы, наблюдающие за Солнцем, заметили, что во время роста солнечной активности в активных областях на поверхности Солнца, где сосредоточено много пятен и имеется сложная конфигурация фотосферных магнитных полей, неожиданно возникает яркое свечение в оптическом диапазоне спектра. Примерно в это же время наблюдается увеличение радиоизлучения Солнца и очень часто появление рентгеновского и гамма-излучений, сопровождающих выброс коронального вещества в виде потока ускоренных заряженных частиц. В настоящее время полагают, что основным источником энергии солнечной вспышки является энергия аннигиляции солнечного магнитного поля в активной области и образование нейтрального токового слоя. Заряженные частицы СКЛ, ускоренные в солнечной вспышке, выбрасываются в межпланетное пространство и затем распространяются в нем. Распространение СКЛ в межпланетной среде определяется условиями, которые существовали в ней до вспышки. Если условия были спокойными, то есть скорость солнечного ветра не слишком отличалась от средней, и магнитное поле не испытывало существенных флуктуаций, то СКЛ будут распространяться в соответствии с законом диффузии, причем диффузия вдоль магнитных силовых линий будет определяющей. Если при вспышке на Солнце генерирована мощная ударная волна, то частицы ускоряются на фронте волны при ее распространении в короне Солнца и в межпланетной среде. Наиболее часто СКЛ на орбите Земли наблюдаются в тех случаях, когда магнитная силовая линия, пересекающая место вспышки, проходит через Землю. Статистический анализ числа зарегистрированных событий СКЛ с энергиями более нескольких сотен мегаэлектронвольт показывает, что наиболее часто регистрируются СКЛ, которые были ускорены во вспышках, имевших место на западном лимбе (крае) Солнца. В последние годы появились доказательства того, что ускорение частиц может происходить на фронте ударной волны вблизи Солнца. Таким образом, ускоренные частицы могут регистрироваться также и вдали от линии соединения

[3] http://astro.uchicago.edu/cosmus/projects/aires/iron200gev.gif

вспышки и наблюдателя. Довольно часто вспышки СКЛ происходят во время форбуш-понижений. Поток заряженных частиц, ускоренных во вспышках на Солнце, огромен и представляет угрозу всему живому. Магнитное поле и атмосфера спасают Землю от этой чудовищной радиации. Однако космонавтам, отправляющимся в далекие космические путешествия, например к Марсу, необходимо иметь заблаговременную информацию о возможности появления таких событий, чтобы принять защитные меры. Задача установления основных закономерностей возникновения вспышек СКЛ, прогнозирования таких событий решается учеными многих стран мира в течение нескольких десятков лет. К сожалению, вопрос о заблаговременном прогнозировании СКЛ и определении их основных характеристик на орбите Земли еще далек от решения.

## 1.3 Космические лучи в магнитосфере Земли

КЛ, прежде чем достигнуть поверхности Земли, должны пройти земное магнитное поле (магнитосферу) и земную атмосферу. Магнитное поле Земли имеет сложную структуру. Внутренняя область магнитосферы с размерами в несколько радиусов Земли ($R_E = 6378$ км) имеет дипольную структуру. На стороне Земли, обращенной к Солнцу, на расстоянии $\sim 10R$ солнечный ветер и земное магнитное поле в результате взаимодействия образуют стоячую ударную волну. На этом расстоянии солнечный ветер обтекает магнитное поле, размыкая часть силовых линий на передней (освещенной) границе магнитного поля Земли, и переносит их на ночную сторону Земли, образуя хвост магнитосферы. Хвост магнитосферы, состоящий из разомкнутых силовых линий, простирается на расстояние в несколько сотен радиусов Земли.

Космические лучи, попадая в геомагнитосферу, движутся в ней сложным образом, так как на любую заряженную частицу в магнитном поле действует сила Лоренца, равная $\mathbf{F} = (q/c)[bv \times \mathbf{B}]$, где $q$ - заряд частицы, $c$ - скорость света в вакууме, $\mathbf{v}$ - скорость частицы, а $\mathbf{B}$ - индукция магнитного поля. Зная $\mathbf{F}$, можно определить траекторию частицы из уравнения

$$m(d\mathbf{v}/dt) = (q/c)[\mathbf{v} \times \mathbf{B}],$$

где $m$ - масса частицы. Так как $\mathbf{B}$ сложным образом зависит от координат точки наблюдения, то вычисление траектории движения частицы в магнитном поле Земли немыслимо без использования мощных вычислительных машин и соответствующего программного обеспечения и стало возможным только в наше время.

Структура магнитосферы Земли. Области захвата частиц (радиационные пояса) заштрихованы В начале нашего века движение заряженных частиц в поле магнитного диполя было рассмотрено шведским ученым С. Штермером. В магнитном поле движение частицы определяется ее магнитной жесткостью $\gamma = pc/Zq$, где $p$ - импульс частицы,

а $Z$ - зарядовый номер ядра. Частицы, обладающие одинаковой жесткостью $\gamma$, будут двигаться в одном и том же поле одинаково. Расчеты показали, что частица попадет в данную точку магнитосферы, если ее магнитная жесткость будет превосходить некоторую минимальную величину, называемую жесткостью геомагнитного обрезания $\gamma_{min}$. Частицы, имеющие $\gamma < \gamma_{min}$, попасть в данную точку магнитосферы под данным углом не могут. Обычно величина $\gamma$ выражается в мега- или в гигавольтах: МВ или ГВ. В полярные районы геомагнитосферы, в районы магнитных полюсов проникают частицы с очень малыми значениями R. Однако по мере продвижения к геомагнитному экватору величина $\gamma_{min}$ существенно увеличивается и достигает значений $\sim$ 15 ГВ. Таким образом, если измерять поток КЛ, двигаясь от полюса к экватору, то его величина будет постепенно уменьшаться, так как магнитное поле Земли будет препятствовать их проникновению. Это явление получило название широтного хода КЛ. Обнаружение широтного хода КЛ послужило доказательством того, что КЛ являются заряженными частицами. Свойство геомагнитосферы пропускать в данную точку КЛ с жесткостью лишь выше $\gamma_{min}$ используется для наблюдений КЛ в различных диапазонах энергий. Для этих целей стандартными приборами (нейтронными мониторами, кубическими телескопами, радиозондами и пр.) измеряют КЛ в районах полярных, средних и экваториальных широт, имеющих различные значения $\gamma_{min}$.

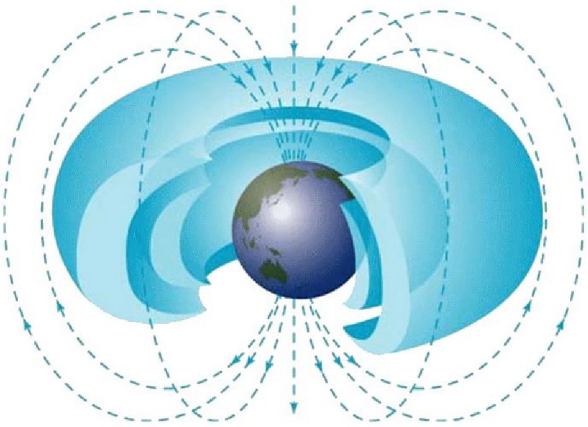


Рис. V-12-6. Модель строения радиационных поясов Земли. [4]

Вскоре после запусков первых искусственных спутников Земли в 1958 году американцем Дж. Ван Алленом и советскими учеными С.Н. Верновым и А.Е. Чудаковым

[4] http://www.astronet.ru/db/msg/1210273

были открыты внутренний и внешний радиационные пояса Земли. Радиационные пояса являются магнитными ловушками для заряженных частиц. Если частица попадает внутрь такой ловушки, то она захватывается и живет в ней довольно долго. Поэтому в радиационных поясах потоки захваченных частиц огромны по сравнению с потоками вне поясов. Схематически радиационные пояса показаны на рис. V-12-6.

Внутренний пояс состоит в основном из протонов и находится на расстоянии в несколько тысяч километров от поверхности Земли, если расстояние отсчитывать в экваториальной плоскости. Основным механизмом, который поставляет протоны во внутренний радиационный пояс, является механизм распада медленных нейтронов. Нейтроны образуются при взаимодействии КЛ с ядрами элементов воздуха. Это нестабильные частицы со временем жизни 10 минут. Часть нейтронов имеет достаточную скорость, чтобы уйти за пределы атмосферы (граница атмосферы расположена на высоте $\sim$ 30 – 35 км), попасть в область геомагнитной ловушки, где происходит их распад: $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$. Измерения и расчеты потоков нейтронов, идущих вверх из атмосферы Земли, показали, что этот источник является основным поставщиком протонов во внутренний радиационный пояс. Максимум потока захваченных протонов внутреннего радиационного пояса (протоны с E>35 МэВ) зафиксирован на расстоянии примерно в $1.5R_E$. Внешний радиационный пояс состоит в основном из электронов с энергией от нескольких сотен килоэлектронвольт до $\sim$ 10 МэВ. Поток электронов во внешнем радиационном поясе Земли сильно меняется во время геомагнитных возмущений. Внешний радиационный пояс образуется из частиц ионизованной оболочки, располагающейся вокруг Земли, и электронов солнечного ветра. Во время геомагнитных возмущений малоэнергетичные электроны ускоряются магнитогидродинамическими волнами(МГД-волнами), распространяющимися от границы магнитосферы к поверхности Земли (подробнее о природе МГД-волн см. статью М.И. Пудовкина “Солнечный ветер” в этом томе).

Магнитосфера Земли не симметрична на дневной и ночной сторонах, поэтому области захвата частиц также различны. Это различие вызвано воздействием солнечного ветра на геомагнитосферу и особенно сказывается на ее внешних областях. Поэтому сильная асимметрия в расположении области захвата наблюдается для частиц внешнего радиационного пояса и в значительно меньшей степени для частиц внутреннего пояса. В последнее время все большее внимание привлекает роль КЛ в атмосферных процессах. Хотя плотность энергии КЛ мала по сравнению с соответствующими величинами различных атмосферных процессов, в некоторых из них КЛ играют решающую роль. В земной атмосфере на высотах менее 30 км КЛ являются главным источником образования ионов. От плотности ионов во многом зависят процессы конденсации и образования водяных капель. Так, во время форбуш-понижений уменьшается облачность и уровень выпадения осадков. После вспышек на Солнце и прихода СКЛ на Землю величина

облачности и уровень осадков увеличиваются. Эти изменения как в первом, так и во втором случаях составляют значительную величину - не менее 10 %. После вторжения в полярные области Земли больших потоков малоэнергетичных частиц от солнечных вспышек наблюдается изменение температуры в верхних слоях атмосферы. КЛ активно участвуют в образовании грозового электричества. В настоящее время активно изучается влияние КЛ на концентрацию озона и на другие процессы в атмосфере.

В результате взаимодействия с ядрами атмосферы первичные космические лучи (в основном протоны) создают большое число вторичных частиц - пионов, протонов, нейтронов, мюонов, электронов, позитронов и фотонов. Таким образом вместо одной первичной частицы возникает большое число вторичных частиц, которые делятся на адронную, мюонную и электронно-фотонную компоненты. Такой каскад покрывает большую территорию и называется широким атмосферным ливнем. В одном акте взаимодействия протон обычно теряет 50% своей энергии, а в результате взаимодействия возникают в основном пионы. Каждое последующее взаимодействие первичной частицы добавляет в каскад новые адроны, которые летят преимущественно по направлению первичной частицы, образуя адронное ядро ливня. Образующиеся пионы могут взаимодействовать с ядрами атмосферы, а могут распадаться, формируя мюонную и электронно-фотонную компоненты ливня. Адронная компонента до поверхности Земли практически не доходит, превращаясь в мюоны, нейтрино $\gamma$-кванты.

## 1.4 Взаимодействие космических лучей с веществом

Основными типами взаимодействия являются:

1. ***Фотопоглощение.*** В этом случае фотоны двигающиеся в среде взаимодействуют с электронами атомов и заставляют их перейти на более высокий энергетический уровень. В частности, при большой энергии частицы, сталкивающейся с атомом его электрон может быть выбит с орбиты. Такой процесс называется ионизацией атома.

2. ***Комптоновское рассеяние.*** Это взаимодействие состоит в рассеянии $\gamma$-квантов на свободных электронах среды. При этом часть энергии $\gamma$-кванта передается электрону, а сам $\gamma$-квант изменит направление своего движения.

3. ***Образование электрон-позитронных пар.*** Если энергия $\gamma$-кванта превышает суммарную массу покоя электрона и позитрона, то при столкновении такого $\gamma$-кванта с атомом или ядром возможно образование электрон-позитронной пары, которые начинают двигаться в среде и взаимодействовать с другими частицами и $\gamma$-квантами.

Совокупность этих процессов приводит к образования электромагнитных лавин, условная схема которой представлена на рис. V-12-2 и V-12-3.

### Некоторые приборы для регистрации космических лучей

В настоящее время создано большое разнообразие приборов, которые используются для регистрации частиц. Однако их основу составляют приборы, представляющие различные варианты простейших приборов, которые мы здесь опишем.

А. **Газонаполненный детектор. Счетчик Гейгера-Мюллера.**

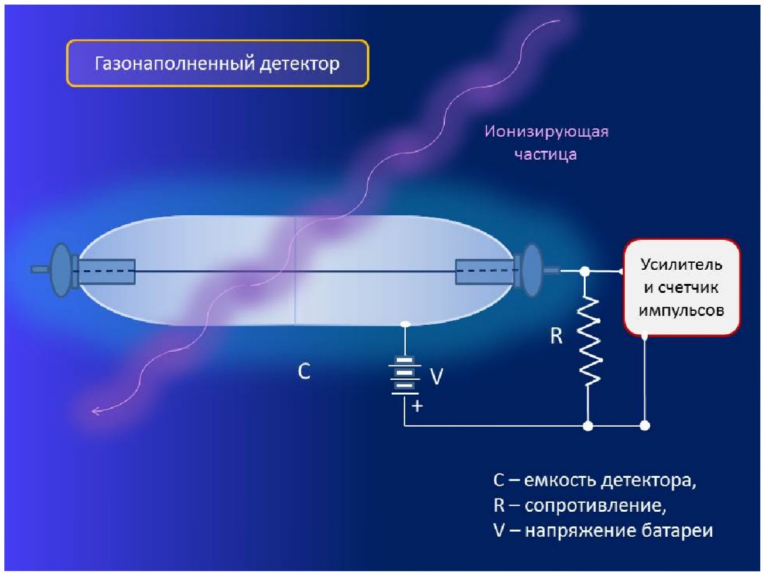



Рис. V-12-7. Газонаполненный детектор для регистрации космических лучей

На рис. V-12-8 представлена вольт-амперная характеристика газонаполненного детектора. Описание отдельных участков данной зависимости тока от напряжения приведено ниже.

A - величина напряжения такова, что часть электронов, появившихся в результате ионизации атомов вновь соединяются с ионами. Такой процесс называется рекомбинацией.

B - напряжение достаточно велико, что бы почти все электроны успели достигнуть анода. Процесс рекомбинации не значителен.

C - рабочая область . Электроны, двигаясь к аноду приобретают энергию, достаточную, чтобы ионизировать новые атомы. В результате ток многократно возрастает, оставаясь пропорциональным числу первичных частиц, вызвавших ионизацию. Датчики, работающие в этой области напряжений называются пропорциональными детекторами.

D - напряжение на столько велико, что число вторичных электронов перестает быть пропорциональным числу первичных частиц.

E - напряжение на столько велико, что любая частица, способная ионизировать атом, вызывает большой импульс тока. Этот режим, называется режимом насыщения. ***Счетчиком Гейгера называется газонаполненный детектор, работающий в режиме насыщения.***

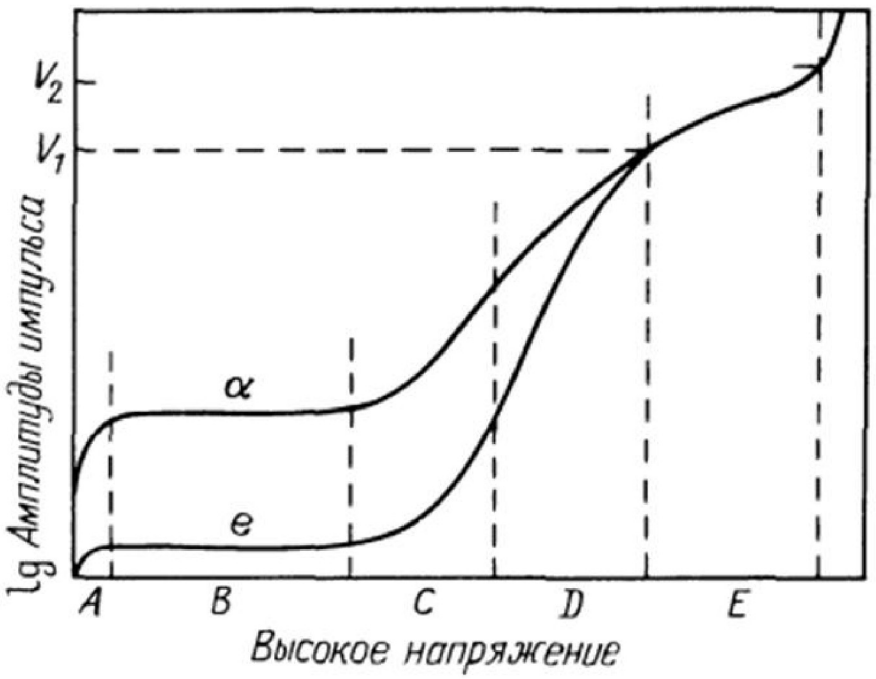



Рис. V-12-8. Вольт-амперная характеристика газонаполненного датчика.

В. **Полупроводниковый детектор**

В твердых телах заряженные частицы как и в газе приводят к образованию вторичных заряженных частиц, которые можно собрать с помощью электрических полей и сделать оценку характеристик частицы, которая ионизировала твердое тело. Однако в отличие от газов в твердом теле под действием космических лучей образуются не электроны и ионы, а электроны и дырки. Есть еще одно отличие, которое состоит в том, что на образование одной пары электрон-дырка затрачивается гораздо меньше энергии, чем в газе. Поэтому точность полупроводниковых приборов регистрации оказывается выше примерно в 10 раз, чем газонаполненных. Еще одним преимуществом полупроводниковых детекторов

является их компактность, что позволяет их использовать на космических аппаратах, предпочитая их газонаполненным. Типичный вид таких приборов представлен на рис. V-12-9.

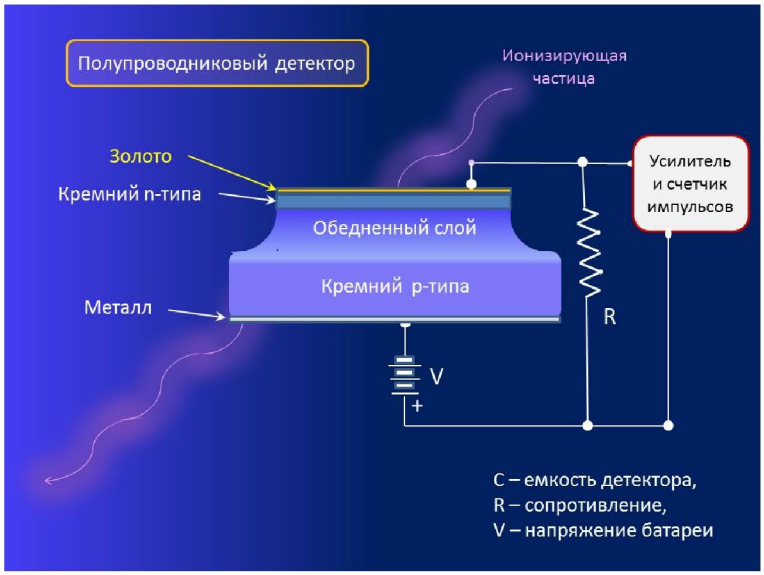



Рис. V-12-9. Полупроводниковый детектор для регистрации космических лучей

### C. **Сцинтилляционный детектор**

Сцинтилляционные детекторы являются одними из первых приборов, которые использовались для фиксирования заряженных частиц. Такими приборами пользовался Резерфорд во время своего знаменитого эксперимента по рассеянию $\alpha$-частиц на золотой фольге, в котором было продемонстрировано наличие положительно заряженных ядер у атомов золота. Поскольку КПД преобразования энергии частиц в свет в сцинтилляционных кристаллах, составляющих основу таких детекторов мал (около 5%), то их эффективность зависит от возможности усилить световой сигнал от этих кристаллов. В настоящее время такие детекторы используются в сочетании с фотоумножителями. Общий вид такого прибора представлен на рис. V-12-10.

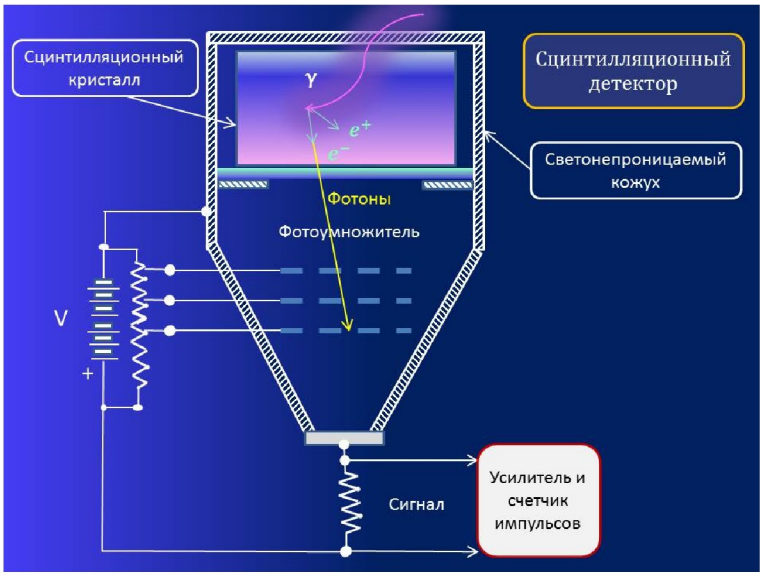



Рис. V-12-10. Сцинтилляционный детектор для регистрации космических лучей

К сцинтилляционным детекторам можно отнести и датчики, в которых свет возбуждается не за счет столкновения с атомами среды, а за счет того, что скорость заряженных частиц может оказаться больше скорости света в среде датчика. В этом случае возникает так называемое черенковское излучение или излучение Вавилова-Черенкова. Такие датчики называют черенковскими датчиками. Общий их вид аналогичен другим типам сцинтилляционных детекторов.

D. **Телескоп**

Принцип действия телескопов для регистрации космических лучей и направления их прихода состоит в том, что космические лучи проходят через несколько разнотипных детекторов, которые чувствительны к различным типам частиц. Затем тип частицы определяется по тому, сопровождается или нет сигнал одного детектора сигналами других. Такая задача осуществима благодаря современным электронным схемам, которые конструируются с таким расчетом, что на выходе сигнал не регистрируется, если событие не имеет нужного признака. Затем данные с различных детекторов запоминаются в оперативной памяти бортового компьютера и во время сеанса связи передаются на Землю по телеметрическим каналам связи. В качестве примера такого телескопа на рис. VI-12-11 приведена упрощенная схема $\gamma$-телескопа, установленного на спутнике IMP-3. Телескоп состоит из четырех детекторов $D_1 - D_4$. Регистрируются только такие частицы, которые вызывают сигнал от детекторов $D_1 - D_3$ и не вызывают срабатывания детектора $D_4$.

Такая схема регистрации называется схемой на антисовпадениях с детектором $D_4$ (см. рис. V-12-11). Эта схема определяет следующие свойства данного телескопа.

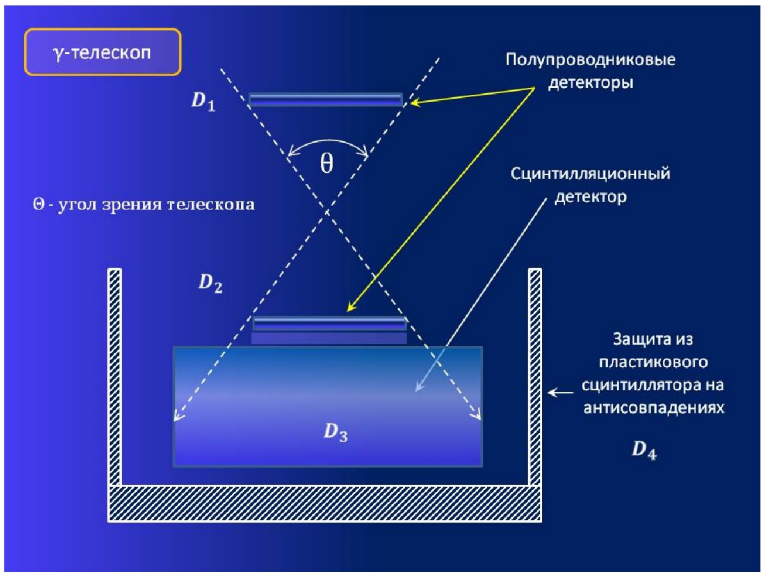



Рис. V-12-11. Упрощенная схема $\gamma$-телескопа, установленного на спутнике IMP-3. космических лучей

Угол зрения телескопа $\theta$ определяется детекторами $D_1$ и $D_2$. Это означает, что только частицы, пришедшие в пределах показанного на рисунке конуса , могут привести к срабатыванию системы с запоминанием события. Диапазон энергий, к которым чувствителен телескоп, определяется тем, что частицы должны быть достаточно энергичны, чтобы попасть в $D_3$, пройдя через $D_1$ и $D_2$, но не столько энергичны, чтобы пройти еще и сам $D_3$, чтобы попасть в $D_4$. Свойства частиц и их тип, на которые рассчитан данный телескоп, определяются сопоставлением сигнала с детектора $D_1$ и суммарного сигнала с детекторов $D_1 + D_2 + D_3$. По величине сигнала с $D_1$ определяется скорость потеря энергии в детекторе на единицу длины пути, т.е. величина $\Delta E/\Delta x$. По суммарному сигналу от всех детекторов (кроме $D_4$) определяется полная энергия частицы $E$. Сопоставляя эти две частицы, можно выяснить тип этой частицы и другие ее свойства. График зависимости

$$\frac{dE}{dx} = f(E)$$

называется графиком ионизационных потерь.

## 1.5 Распространение космических лучей в гелиосфере

Космические лучи проникают в гелиосферу, взаимодействуя с солнечным ветром. Очень энергетичные заряженные частицы остаются неизменными - они проходят сквозь солнечный ветер, как если бы его не было. Но космические лучи при умеренных энергиях, скажем, до нескольких десятков ГэВ, чувствуют его влияние. Не через столкновения, так как газ является слишком разбавленным для прямых столкновений частиц космических лучей с частицами солнечного ветра. Но изменения магнитного поля делает траекторию космических лучей с умеренными энергиями сильно отклоненной от прямой линии.

Мы можем понять это с помощью элементарного описания распространения заряженных частиц в однородном магнитном поле. Когда магнитное поле меняется во времени, частица встречается с быстро меняющимися линиями магнитного поля, направленными вдоль траектории, и поэтому имеет направление распространения, которое изменяется все время. Это говорит о том, что частица рассеивается на магнитных неравномерностях поля.

Галактические космические лучи рассеиваются на магнитных нарушениях (неровностях), распространяющихся с солнечным ветром. Число таких нарушений (неровностей) изменяется с 11-летней периодичностью солнечной активности. Цикл солнечной активности должен быть четко указан по количеству пятен (зеленая кривая). За долгое время наблюдения всемирной сети нейтронных мониторов показали, что поток галактических космических лучей имеет аналогичное изменение (красная кривая): когда число солнечных пятен высокое, поток галактических космических лучей снижается, и наоборот.

Это так называемая солнечная модуляция галактических космических лучей в связи с распространением энергетичных частиц в динамическую среду гелиосферы. Магнитное поле в гелиосфере сильно варьирует (искривляется) в периоды высокой активности, т. е. когда число солнечных пятен, а также вспышки и выбросы вещества, является высоким (повышено). Турбулентное межпланетное магнитное поле отклоняет космические лучи гораздо более эффективно, чем в периоды низкой активности, когда магнитное поле более постоянно. Сильные колебания магнитного поля приводят не только к сокращению числа космических лучей, идущих во внутреннюю гелиосферу и к Земле, но и изменяет их энергетический спектр (так как частицы с меньшей энергией оказывают более сильное влияние, чем очень энергетичные частицы) и их направление распространения (анизотропия).

Солнце также влияет на распространение космических лучей за счет расположения активных областей вдоль его экватора. Это создает небольшие вариации КЛ, связанные с длительностью до 27 дней солнечного периода вращения. За долгое время существования полярных шапок Земли космические лучи оставили свои отпечатки в полярных льдах. По

этим отпечаткам можно проследить вариации космических лучей на периодах в тысячи и миллионы лет. По состоянию на ноябрь 2010 года мы не знаем: минимум активности уже позади или еще впереди, хотя с момента последнего минимума в 1996 году прошло более 14 лет! Модуляция космических лучей подтверждает это, поскольку их поток в настоящее время выше, чем в прошлых минимумах солнечной активности.

Ударные волны, распространяющиеся через гелиосферу и меняющие конфигурацию магнитного поля, как межпланетные корональные выбросы вещества, также уменьшают поток галактических космических лучей. Понижение может достигать значений в 20%. Они называются форбуш-понижением по имени автора физики космических лучей Скотта Форбуша. Понижение потока космических лучей обусловлено рассеянием космических лучей на ударной волне коронального выброса.

# Глава 6

# Космические лаборатории



# 1 Лекция 13. Исследования околоземного пространства с помощью космических аппаратов

## 1.1 Советские и российские космические аппараты

Впервые метеорологические наблюдения из космоса в Советском Союзе проводились с борта искусственного спутника Земли "Космос-144" ("Метеор-1"), запущенного 28 февраля 1967 года с космодрома "Плесецк". Через два месяца начала функционировать экспериментальная система "Метеор" в составе ИСЗ "Космос-154" и "Космос-156". С 1969 года метеорологические спутники стали называться так же, как и система в целом, - "Метеор".Началось создание низкоорбитальной метеорологической космической системы "Метеор". В последующем система пополнялась спутниками "Метеор-2", а затем "Метеор-3".

Конструктивно спутники этой серии состояли из двух герметичных отсеков. В одном из них - приборном, находящемся в нижней части спутника, расположена аппаратура для метеонаблюдений. В другом - энергоаппаратном - размещены основные служебные системы: радиотелеметрическая, приборы системы терморегулирования, химические батареи системы электропитания. На этом отсеке установлены снаружи большие плоские панели солнечных батарей (СБ), которые раскрываются после отделения спутника от ракеты-носителя. В отличие от СБ, которые обычно жестко закрепляются на корпусе спутника или автоматической межпланетной станции, панели солнечных систем "Метеоров" - подвижные, они могли поворачиваться так, чтобы Солнце постоянно освещало чувствительные элементы батарей (за исключением, конечно, тех периодов времени, когда весь спутник находится в тени Земли). Такая поворотная система и большая площадь этих батарей в сочетании с химическими буферными батареями позволяли обеспечивать энергопитание всей аппаратуры в различных режимах в течение многих месяцев.

Для ведения качественных наблюдений за поверхностью Земли продольная ось спутника, вдоль которой расположены и оси регистрирующей аппаратуры, постоянно направлена к центру планеты. Но этого недостаточно - при этом спутник должен быть стабилизирован по двум осям. Начальное его успокоение после отделения от ракеты-носителя и ориентация его осей происходят с помощью микродвигателей газореактивной системы. В дальнейшем полете ориентация и стабилизация спутника осуществляются с помощью комбинированной электромаховичной системы в сочетании с моментным магнитоприводом, использующим магнитное поле Земли. Для контроля ориентации оси спутника применяются датчики теплового излучения Земли, которые могут работать независимо от того, находится спутник над дневной или ночной стороной нашей планеты.

Запуски "Метеоров" с космодрома "Плесецк" осуществлялись на приполярные околокруговые орбиты высотой 950 км ("Метеор-2") или 1200...1250 км ("Метеор-3") с помощью ракеты-носителя "Циклон-3".

В состав бортовой аппаратуры спутника "Метеор-2", наряду со служебными системами, входили: сканирующая телевизионная система для прямой передачи изображений облачности и с режимом запоминания информации в видимом диапазоне спектра с разрешением 1 км в полосе обзора 2200...3100 км, инфракрасный радиометр для получения тепловых изображений с разрешением 0.8 - 1.5 км и актинометрическая аппаратура. Телевизионные и инфракрасные снимки позволяют выявить особенности структуры полей облачности, недоступные наблюдениям с наземной сети станций, и делать выводы не только о положении, но и об эволюции соответствующих синоптических объектов и воздушных масс. Актинометрическая аппаратура предназначена для измерения радиационных потоков, уходящих от Земли. Использование космической системы "Метеор" позволяли значительно повысить качество и оперативность прогноза погодообразующих процессов над сушей и океанами. Кроме того, ряд вопросов не может быть решен без использования возможностей, предоставляемых космической системой: почти 80% нашей планеты остается "белым пятном" для наземных метеорологических станций.

## Космический аппарат "Метеор-3"

Космический аппарат "Метеор-3" был предназначен для оперативного получения, передачи, обработки, регистрации и распространения потребителям в любое время суток гидрометеорологической информации, а также информации о радиационной обстановке в околоземном космическом пространстве, состоянии магнитосферы и озонового слоя Земли. Космический аппарат (КА) позволял получать глобальные и локальные изображения облачности, поверхности Земли, ледового и снежного покровов, а также данные для определения температуры верхней границы облаков. Устанавливаемые на его унифицированной платформе 17Ф45 приборы измерения спектральной яркости Земли и атмосферы в видимом, инфракрасном, ультрафиолетовом и высокочастотном диапазонах спектра определяли высотные профили температуры и влажности в нижней атмосфере, общее содержание озона и его вертикальное распределение, а также состояние радиационной обстановки вдоль траектории полета КА. В соответствии с заложенной программой полета собранные данные накапливались в бортовом запоминающем устройстве и передавались в главный и региональные центры приема и обработки информации.

В состав бортового информационно-измерительного комплекса входили телевизионная аппаратура, аппаратура для получения изображений в инфракрасном диапазоне,

многоканальный сканирующий инфракрасный спектрорадиометр, аппаратура для радиационных измерений, комплекс спектрометрической аппаратуры озонного зондирования, радиотехническая аппаратура системы сбора и передачи данных с наземных и морских платформ сбора данных, передающая аппаратура радиолиний и запоминающие устройства.

Космические аппараты серии "Метеор-3" были разработаны в Научно-исследовательском институте электромеханики (НИИЭМ, г. Истра, Московской области).

Космические аппараты "Метеор-3" выводились на приполярные околокруговые орбиты высотой 1200 км с помощью ракеты-носителя "Циклон-3". Первый запуск "Метеор-3" №1 27 ноября 1984 года закончился аварией на участке полета третьей ступени ракеты-носителя, в результате чего КА был выведен на нерасчетную орбиту. Космические аппараты № 1 и №2 являлись переходными от "Метеор-2" к "Метеор-3". На борту КА "Метеор-3" №5 (15.08.91) в качестве дополнительного полезного груза был установлен озонный картограф TOMS (США). На КА "Метеор-3" №7 в качестве дополнительного полезного груза были установлены экспериментальный микроспутник "TUBSAT", аппаратура PRARE и SKARAB.

Микроспутник TUBSAT разработан в Техническом университете г. Берлина (Германия) и был предназначен для испытаний в условиях космического полета миниатюрной системы ориентации перспективных космических аппаратов, которая использует звездные и солнечные датчики и электромеханические исполнительные органы. На борту микроспутника был установлен ретранслятор для обеспечения любительской радиосвязи. Масса спутника 40 кг, размеры 380 x 380 x 490 мм. Скорость отделения от КА "Метеор-3" составляет 0.5 м/с.

Прецизионная система навигационных измерений PRARE разработана фирмой КАЙЗЕР-ТРЕДЕ (г. Мюнхен, Германия) и предназначена для проведения экспериментов по высокоточным измерениям дальности и доплеровских смещений с помощью ретрансляторов наземных станций. Принцип работы системы PRARE основан на измерении групповой задержки и изменении фазы несущей цифровых микроволновых сигналов в диапазонах S (2248 МГц) и X (8489 МГц). Масса аппаратуры 18.5 кг.

Аппаратура SKARAB (другое название: СРРБ — Сканер Радиационного баланса) разработана Лабораторией динамической метеорологии (г. Пализо, Франция) совместно с НПО "Планета" (г. Долгопрудный, Россия) и НИИЭМ (г. Истра, Россия) при технической и финансовой поддержке французского космического агентства CNES. В программе принимало участие Немецкое космическое агентство ДАРА, которое оказывало техническую и финансовую поддержку Лаборатории атмосферных исследований, ответственной за наземную солнечную калибровку аппаратуры. Прибор SKARAB был предназначен для сбора информации о состоянии радиационного баланса системы "Земля—Атмосфера". С этой целью аппаратура SKARAB производила измерения

энергетической плотности уходящего излучения одновременно в четырех участках спектра: две широкие спектральные полосы позволяют производить измерения в солнечной и тепловой областях спектра, излученного и отраженного Землей (солнечный канал: 0.2 — 4.0 мкм, общий канал: 0.2 — 50.0 мкм). Две более узкие полосы (видимый канал: 0.5 — 0.7 мкм и канал окна: 10.5 — 12.5 мкм) приспособлены для определения облачности, одна из них соответствует атмосферному окну в инфракрасной области, а другая позволяет разделить видимую и близкую инфракрасную часть солнечного спектра. Измерения радиационного баланса, проводимые на большом отрезке времени, сыграли определяющую роль в понимании явлений, отвечающих за изменения и эволюцию климата на Земле. Масса аппаратуры 40 кг.



Рис. VI-13-1. Метеор-М - аппарат новой серии российских метеорологических спутников

**Основные характеристики КА серии "Метеор-3" Номер КА 1, 2 3, 5, 7 4, 6**

| **Масса КА, кг** | 1750 | 2150 | 2250 |
|---|---|---|---|
| **Расчетные параметры орбиты:** | | | |

| | | | |
|---|---|---|---|
| наклонение плоскости орбиты | 82.53o | 82.54o | 82.54o |
| период обращения, минуты | 110.29 | 109.38 | 109.46 |
| высота максимальная, км | 1266.0 | 1222.5 | 1223.7 |
| высота минимальная, км | 1229.0 | 1193.6 | 1187.3 |

| **Размеры КА, м:** | |
|---|---|
| длина | 6.5 |
| диаметр | 2.4 |
| ширина с развернутыми солнечными батареями | 12.7 |

| **Система ориентации** | |
|---|---|
| Тип | активная, трехосная двигатели-маховики и корректирующая двигательная установка на сжатом газе |
| Точность ориентации | не хуже 20 угл.мин |

| **Телевизионная установка** | |
|---|---|
| Ширина полосы обзора телевизионной аппаратурой, км | 3100 |
| Разрешающая способность, км | 0.8 x 1.5 |
| Точность привязки полученных изображений, км | 15 |

| **Система запуска** | |
|---|---|
| Тип ракеты-носителя | “Циклон-3” |
| Время активного существования | не менее 2-х лет |

# Коронас-И и Коронас-Ф

## Комплексный международный эксперимент “КОРОНАС-И“

Комплексный международный эксперимент “КОРОНАС-И” (Комплексные ОРбитальные Околоземные Наблюдения Активности Солнца — ИЗМИРАН) [1] осуществлялся с борта специально разработанного для этих целей нового космического аппарата АУОС-СМ-КИ-ИК. Головной организацией, ответственной за реализацию научной программы, являлся Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН России (ИЗМИРАН).

Проект “КОРОНАС-И” развивался в рамках программы “Интеркосмос”. В подготовке научной программы, разработке и изготовлению бортовых приборов и наземных средств принимали участие организации, ученые и специалисты Болгарии, Германии, Польши, России, Украины, Чехии и Словакии. Позже к участию в реализации научной программы “КОРОНАС-И” присоединились организации, ученые и специалисты таких стран, как Англия, Бразилия, США, Франция и Япония. Космический аппарат “КОРОНАС-И” был предназначен для изучения физических процессов, протекающих на поверхности и в атмосфере Солнца, а также для изучения недр Солнца. Основными научными задачами КА являлись:

1. Выяснение механизмов переноса и накопления энергии в верхней атмосфере Солнца.

2. На основе комплексного изучения солнечной вспышки определение механизма выделения энергии и его местонахождение в активной области.

3. Определение спектрометрическими методами параметров вспышечной плазмы на различных этапах ее развития.

4. Наблюдение в различных диапазонах спектров, включая радиодиапазон, выбросов плазмы во время мощных солнечных вспышек.

5. Детальное изучение механизмов ускорения энергичных частиц во время вспышек.

6. Изучение недр Солнца методами гелиосейсмологии.

Перед солнечной физикой стоят две фундаментальные задачи. Первая из них связана с внутренним строением Солнца. Проводившиеся долгие годы эксперименты Дэвиса по изучению внутреннего строения Солнца с помощью регистрации солнечных нейтрино показали, что существующие научные теории дают неправильную картину внутреннего строения звезд и, в частности, Солнца. Необходим новый независимый способ исследования солнечных недр. Им стал метод гелиосейсмологии, позволяющий по спектру собственных колебаний определять профиль температуры внутри Солнца, скорость вращения, а также получать информацию о магнитных полях и неоднородностях.

Вторая фундаментальная задача проекта “КОРОНАС” — исследование солнечной

[1] http://plesetzk.ru/index.php

активности, ее механизмов и воздействия на околоземное пространство. В настоящее время перед человечеством встает все больше экологических проблем, связанных с технической деятельностью человека. Но при изучении этих проблем и мер борьбы с ними довольно часто забывают о том, что Земля, ее атмосфера, ионосфера и магнитосфера не являются замкнутой системой и подвержены внешнему влиянию, прежде всего Солнца. Например, проблему озонной дыры надо изучать только с учетом воздействия активности Солнца на озоновый слой.

Изучать Солнце только наземными средствами невозможно, т.к. информация, получаемая в оптическом диапазоне недостаточна для того, чтобы представить полную картину физических процессов. Кроме того, колебания атмосферы Земли имеют ту же частоту, что и поверхность Солнца. С целью всестороннего и систематического изучения Солнца комплекс аппаратуры проекта "КОРОНАС" был составлен таким образом, чтобы охватить как можно более широкий диапазон электромагнитного спектра.

Космический аппарат АУОС-СМ-КИ-ИК ("КОРОНАС") был разработан в КБ "Южное" им. М.К. Янгеля и изготовлен на Южном машиностроительном заводе (г. Днепропетровск, Украина). Он представлял собой унифицированную платформу (базовый КА АУОС-СМ), состоящую из комплекса обеспечивающих бортовых систем и элементов конструкции и являющейся базовой для создания специализированных КА путем оснащения унифицированной платформы специальным бортовым комплексом в соответствии с назначением КА.

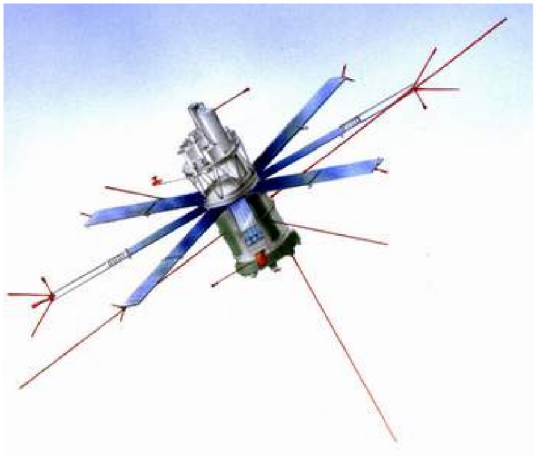


Рис. VI-13-2. Космическая обсерватория Коронас-И

В состав комплекса научной аппаратуры проекта "КОРОНАС-И" входили:

1. Комплект аппаратуры для регистрации рентгеновского и гамма излучения Солнца. В их числе солнечный рентгеновский телескоп-коронограф ТЕРЕК (получение изображения Солнца в мягком рентгеновском и видимом диапазонах длин волн), аппаратура ГЕЛИКОН (комплексное изучение вспышечной активности Солнца в рентгеновских и гамма-лучах с высоким временным и энергетическим разрешением), рентгеновский спектрометр ИРИС (изучение рентгеновских предвестников вспышки в мягком энергетическом диапазоне и временной структуры жесткого рентгеновского излучения в импульсной фазе вспышки), рентгеновский спектрополяриметр РЕС-К (изучение солнечной короны), аппаратура ДИОГЕНЕСС (Диагностика Энергетического Состояния Солнечных Вспышек — комплексная диагностика процессов выделения и рассеивания энергии в солнечных вспышках и определение основных параметров плазмы вспышек), амплитудно-временной анализатор спектра АВС (исследование характеристик потоков жесткого рентгеновского и гамма-излучения от солнечных вспышек).

2. Комплект аппаратуры для регистрации ультрафиолетового излучения Солнца в составе ультрафиолетового радиометра СУФР-Сп-К (измерение интенсивности излучения Солнца в далекой ультрафиолетовой области) и вакуумного ультрафиолетового спектрометра ВУСС (измерение спектральной характеристики ионизированной области излучения Солнца).

3. Солнечный фотометр ДИФОС для исследования глобальных колебаний интенсивности солнечного излучения с высокой точностью (решение задач гелиосейсмологии).

4. Солнечный радиоспектрометр СОРС (исследование механизмов генерации солнечного радиоизлучения в диапазоне частот 30 КГц — 20 МГц).

5. Спектрометр космических лучей СКЛ (изучение всплесков космических лучей и обусловленных ими явлений).

6. Трехкомпонентный магнитометр ИМАП-5 (регистрация магнитного поля Земли в широком динамическом диапазоне).

7. Система сбора и передачи на Землю научной информации ССНИ.

Для приема информации с борта КА использовались следующие приемные пункты: Нойштрелиц (Германия), Таруса (Институт космических исследований АН России), Троицк (ИЗМИРАН), Медвежьи озера (ОКБ МЭИ). Передача команд для прибора ДИОГЕНЕСС осуществлялась со станции Панска Вес (Чехия).

В состав унифицированного обеспечивающего бортового комплекса входили командно-программно-траекторная радиолиния, система электроснабжения (солнечные и химические батареи), экспериментальная солнечная энергоустановка, система обеспечения теплового режима, система ориентации и стабилизации КА в полете, штанги для размещения антенн и научной аппаратуры.

Основные сведения о космическом аппарате “Коронас-И”.

| | |
|---|---|
| Масса КА, кг | 2298.2 |
| **Размеры КА, м** | |
| длина | 5.0 |
| диаметр в сложенном состоянии | 2.3 |
| диаметр с раскрытыми панелями солнечных батарей | 12.8 |
| **Система ориентации** | |
| Тип | активная, трехосная |
| Исполнительные органы системы ориентации | три управляющих двигателя маховика, газовая реактивная система |
| Точность одноосной ориентации КА на геометрический центр диска Солнца,угл.мин | 10 |
| Срок активного существования | не менее 1 года |
| Орбита | приполярная, околокруговая |
| **Расчетные параметры начальной орбиты:** | |
| наклонение плоскости орбиты | 82.485o |
| период обращения, мин | 94.755 |
| высота максимальная, км | 539.8 |
| высота минимальная, км | 498.5 |
| **Система запуска** | |
| Ракета-носитель | 11К68 (“Циклон-3”) |
| Стартовая масса РН с КА АУОС-СМ-КИ-ИК, тонн | 184.3 |

### Коронас-Ф

Запущенный 31 июля 2001 г. российско-украинский спутник КОРОНАС-Ф [2], предназначенный для исследований Солнца и солнечно-земных связей, завершил свою программу и прекратил существование в результате естественной эволюции орбиты 6 декабря 2005 года.

Спутник был запущен на околоземную орбиту с высотой около 500 км и наклонением 83 град.

[2]http://www.federalspace.ru/main.php?id=171

Научный комплекс спутника включал 15 приборов, так что спутник представлял собой солнечную космическую обсерваторию, которая работала в автономном режиме и управлялась с Земли. Приборы спутника наблюдали Солнце во всем диапазоне электромагнитного спектра - от оптического до гамма, и именно это позволяет на основе полученных данных проводить комплексный анализ явлений на Солнце и солнечно-земных связей.

Наиболее значимым в составе научной аппаратуры спутника КОРОНАС-Ф был комплекс рентгеновской аппаратуры, разработанный и созданный Физическим институтом РАН в кооперации с рядом научных организаций и университетов (ИЗМИРАН, НИИЯФ МГУ, ИПФ РАН, ИФМ РАН). Он предназначался для исследования пространственно-временной структуры явлений солнечной активности, механизма нагрева солнечной короны, солнечных вспышек и выбросов.



Рис. VI-13-3. Коронас-Ф на орбите

С максимума солнечного цикла в 2001 году приборы спутника КОРОНАС-Ф

зарегистрировали самые мощные вспышки на Солнце и их воздействие на околоземное космическое пространство.

Многоканальным спектрофотометром ДИФОС зарегистрированы собственные моды глобальных колебаний Солнца в широком диапазоне длин волн, исследована их динамика, получены новые экспериментальные данные о проявлениях этих колебаний в наблюдаемом излучении, установлен существенный рост амплитуды глобальных колебаний в ультрафиолетовом излучении.

Многоканальный солнечный рентгеновский телескоп являлся одним из самых уникальных научных приборов в космосе за всю историю отечественной космонавтики. С его помощью была выполнена широкая программа исследований Солнца.

Зарегистрированы наиболее мощные за последние годы активные события на Солнце в октябре-ноябре 2003 года, выбросы коронального вещества со скоростями до 2000 км/с и сопутствующие им явления (димминги, корональные дыры, корональные волны), осуществлена локализация и изучена морфология многочисленных активных явлений. Наблюдалась повторяемость выбросов из одних и тех же магнитных конфигураций на Солнце, которые успевали восстановить свое магнитное поле и светимость за время между событиями.

На основе наблюдений не имеющим в мире аналога спектрогелиографом РЕС-К в резонансной линии MgXII (8.42А) в солнечной короне обнаружен и исследован целый класс новых явлений - быстродинамичных плазменных образований с температурами до 20 млн. градусов, тогда как температура самой солнечной короны составляет 1-2 млн.град. Изображения и динамика этих высокотемпературных образований получены впервые. Образования имеют самую разноообразную форму - <горячих облаков>, <пауков>, петель, распространяющихся волновых фронтов, последовательно зажигающихся магнитных арок. Наблюдения этих явлений открыли один из механизмов нагрева солнечной короны в результате выделения магнитной энергии в магнитных конфигурациях и трансформации ее в энергию плазмы.

Установлена связь обнаруженных горячих плазменных образований в короне с выбросами массы из атмосферы Солнца, которые наблюдаются коронографом на европейском спутнике SOHO. Именно эти выбросы вызывают магнитные бури на Земле.

Наблюдения рентгеновским телескопом в режиме коронографа впервые позволили получить данные о динамике солнечной короны на расстояниях до трех солнечных радиусов. В этой области, важной для понимания природы многих явлений, но ненаблюдаемой другими приборами, впервые регистрировались выбросы массы и эруптивные протуберанцы.

Приборами спутника КОРОНАС-Ф с высоким временным и спектральным разрешением в широком энергетическом диапазоне (от оптики до гамма) получено огромное количество новой информации о различных физических процессах во вспышках.

Это временные, энергетические, спектральные и поляризационные характеристики вспышечных излучений, спектры ускоренных частиц, гамма линии и т.д.

Впервые измерена линейная поляризация жесткого рентгеновского излучения от солнечных вспышек, что является первым прямым доказательством не только существования самих пучков ускоренных частиц, но и подтверждением того, что эти частицы ускоряются импульсным электрическим полем, а не каким-либо стохастическим механизмом.

Зарегистрированы гамма линии во вспышках, по которым определено содержание в солнечной атмосфере различных химических элементов и их изотопов. В спектре гамма излучения вспышек наблюдалась линия от захвата рожденных во вспышке нейтронов, аннигиляционная линия электронов и позитронов.

Осуществлена регистрация высокоэнергичного гамма-излучения и потоков нейтронов от мощных вспышек октября 2003 года, определен первичный спектр ускоренных во вспышке протонов и момент их выхода из солнечной короны.

Выполнена спектроскопическая диагностика вспышечной плазмы и атомных процессов: впервые определены абсолютные рентгеновские сдвиги рентгеновских спектральных линий в солнечных вспышках; абсолютное содержание K (калия) и Cl (хлора) в короне Солнца, обнаружены спектральные линии ионов астрофизической (солнечной) плазмы для высоких значений квантовых чисел n, открывающие возможности для нового метода температурной диагностики корональной плазмы; обнаружены новые спектральные линии и проведено их отождествление; измерены сотни спектров гелий(He)-подобных ионов Ca XIX, S XV и Si XIII.

Проводя измерения солнечных космических лучей вдоль своей орбиты, спутник КОРОНАС-Ф исследовал радиационную обстановку в околоземном космическом пространстве и динамику поведения магнитосферы и радиационных поясов Земли в периоды активных явлений на Солнце. На основе этих измерений изучены геомагнитные бури и проникновения энергичных солнечных частиц внутрь магнитосферы Земли.

Комплексом СКЛ спутника КОРОНАС-Ф получен непрерывный ряд данных о потоках солнечных энергичных частиц, причем данные для энергий выше 300 кэВ являются уникальными, так как других измерений в настоящее время не существует.

Во время сильных магнитных бурь зарегистрированы эффекты деформации магнитосферы, движение радиационных поясов внутрь магнитосферы и связанное с этим проникновение солнечных энергичных частиц. Обнаружен новый эффект, состоящий в исчезновении внешнего радиационного пояса электронов на главной фазе магнитных бурь при энергиях выше 1.5 МэВ.

Наряду с известными высыпаниями энергичных частиц из магнитосферы в ионосферу в приполярных областях и в зоне Бразильской аномалии обнаружены квазистационарные экваториальные высыпания, происхождение которых, по-видимому,

связано с особенностями тонкой структуры геомагнитного поля в этих регионах земного шара. Эти высыпания характеризуются заметным увеличением фона радиации (на 20-30достигать 8 суток.

С использованием солнечного рентгеновского телескопа проведены исследования верхней атмосферы Земли по поглощению жесткого рентгеновского излучения Солнца при заходе и выходе спутника из тени. Определены высотные зависимости коэффициентов поглощения рентгеновского излучения с разрешением по высоте, улучшенным примерно в 100 раз. Изучена зависимость от уровня солнечной активности плотности и состава земной атмосферы на высотах до 500 км, определено содержание молекулярного азота и атомарного кислорода.

Для аналогичных наблюдений в ультрафиолетовом диапазоне с помощью радиометра СУФР и спектрофотометра ВУСС разработана методика определения содержания молекулярного кислорода - одного из основных компонентов атмосферы.

Все эти наблюдения закладывают экспериментальные основы для построения современной модели земной атмосферы.

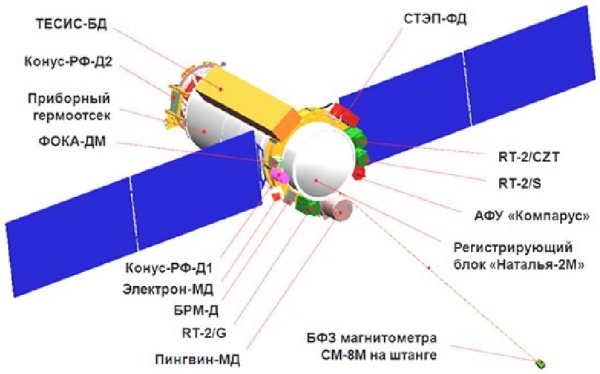



Рис. VI-13-4. Коронас-Фотон - последний аппарат данной серии.

Гамма-спектрометром ГЕЛИКОН 27 декабря 2004 года зарегистрировано редчайшее событие - отражение от Луны гигантского гамма-всплеска нейтронной звезды, позволившее оценить энергию взрыва на нейтронной звезде, которая составила около 1044 эрг, что существенно превышает мощность оптического излучения всех ста миллиардов звезд нашей Галактики. Это первое в мировой практике наблюдение отражения космического гамма-всплеска от небесного тела или, другими словами, первая локация небесного тела при помощи природного сверхмощного импульса гамма-излучения.

# Ресурс и Ресурс-ДК

## Космический аппарат “Ресурс-Ф”

Информация о наличии и состоянии природных ресурсов суши и Мирового океана является крайне необходимой для существования и развития Человечества на планете Земля. Обладая глобальностью охвата и оперативностью, космические системы стали очень эффективным средством изучения природных ресурсов Земли.

Первым шагом по изучению Земли из космоса стало космическое фотографирование земной поверхности, которое в нашей стране впервые было осуществлено 9 и 25 марта 1961 года в ходе полетов Четвертого и Пятого кораблей-спутников. В дальнейшем оно стало непременной частью научных и народнохозяйственных программ полетов как пилотируемых кораблей, так и автоматических спутников серии “Космос”.

С целью планомерного исследования природных ресурсов Земли и контроля окружающей среды была создана космическая система “Ресурс” [3], состоящая из трех подсистем — “Ресурс-О”, “Ресурс-Ф” и “Океан-О”. На космодроме “Плесецк” осуществлялись запуски спутников, входящих в подсистемы “Ресурс-Ф” и “Океан-О”.

Космические аппараты серии “Ресурс-Ф” проводили исследования природных ресурсов Земли (почвенных, растительных, водных и др.). Они позволяли вести поиск тех геологических структур, которые богаты минеральными ресурсами определенного вида. Эти спутники осуществляли контроль за водо- и землепользованием, следили за последствиями и эффективностью мелиоративных мероприятий. Оценивали экологические последствия народнохозяйственной деятельности, контролировали состояние окружающей среды и др. Информация со спутника “Ресурс-Ф” использовалась для уточнения карт труднодоступных районов земного шара.

Запуски спутников серии “Ресурс-Ф” осуществлялись ракетой-носителем “Союз-У” на эллиптические приполярные орбиты с высотой апогея 250...275 км, высотой перигея 190...200 км. Первый запуск “Ресурса” на космодроме состоялся 5 сентября 1979 года. После выведения на орбиту с помощью бортовой корректирующей двигательной установки формировалась рабочая орбита. Ее параметры выбирались из условия обеспечения сплошного покрытия поверхности Земли полосами захвата фотоаппаратуры с необходимым поперечным перекрытием.

Комплекс исследовательской аппаратуры спутника “Ресурс-Ф1” состоял из трех широкоформатных топографических аппаратов КАТЭ-200, которые позволяли получать синхронные снимки поверхности Земли с разрешением до 15...20 м, и двух длиннофокусных широкоформатных аппаратов КФА-1000 для спектрозональной съемки с разрешением до 6...8 м. С помощью звездного фотоаппарата производилось

[3] http://plesetzk.ru/index.php

фотографирование звезд для координатной привязки осей космического аппарата в пространстве в моменты осуществления съемки земной поверхности.

“Ресурс-Ф1” мог находиться на орбите до 25 суток, из них часть времени (до 11 суток) он находился в дежурном режиме. Использование дежурного режима позволяло провести либо повторное фотографирование заданных районов земной поверхности, либо провести фотосъемку интересующего района во время второго прохода, если при первом проходе это не удалось из-за неблагоприятных метеоусловий. Отснятые фотоматериалы доставлялись на Землю в спускаемом аппарате.

Космический аппарат “Ресурс-Ф2” осуществлял синхронную многозональную и спектрозональную (или цветную) фотосъемку поверхности Земли с высоким разрешением. В отличие от “Ресурса-Ф1” здесь использовались солнечные батареи, что позволило увеличить время работы спутника на орбите до 30 суток. Кроме того, на борту спутника вместо аппаратов КАТЭ-200 и КФА-1000 была установлена высокоинформативная многозональная фотокамера МК-4, которая осуществляла фотографирование в четырех зонах спектра из шести возможных. С помощью МК-4 получали многозональные снимки с разрешением 5...8 м, спектрозональные - 8...12 м. Аппаратура спутника позволяла при необходимости проводить многозональную съемку в сочетании со спектрозональной и цветной фотосъемкой. Увеличенное время активного полета “Ресурса-Ф2” позволило осуществлять двух-трехкратное покрытие всей поверхности Земли без использования дежурного режима. Фотоснимки, полученные с помощью “Ресурсов”, используются для картографирования земной поверхности в масштабе до 1:200 000 (“Ресурс-Ф1”) и до 1:50 000 (“Ресурс-Ф2”). С их помощью были стерты “белые пятна” на картах Памира и Тянь-Шаня, дополнены и уточнены карты Чукотки, Новой Земли, Курильских островов, пустынь Средней Азии, приполярных районов Антарктиды.

## Океан

### Космический аппарат “Океан-О1”

Автоматические специализированные космические аппараты серии “Океан-О1” [4] (НХМ — народнохозяйственный, морской) были разработаны в КБ “Южное” (г. Днепропетровск, Украина) и предназначены для проведения океанографических исследований из космоса и ведения ледовой разведки в полярных широтах независимо от погодных условий, сезона и времени суток, с целью повышения безопасности мореплавания и выбора оптимальных маршрутов проводки судов на трассе Северного морского пути с целью продления навигации вплоть до круглогодичной.

Эксперимент проводился на двух аппаратах НХ-1 и НХ-2 (“Океан-Э”), созданных на

[4] http://plesetzk.ru/index.php

базе КА типа АУОС-З. Первый из этих спутников был выведен на приполярную орбиту 12 февраля 1979 года ("Космос-1076"). В ходе проведения эксперимента проводилась отработка принципов и общей методологии получения океанографической информации с помощью космических средств и использования ее в интересах науки и народного хозяйства страны.

Космические аппараты НХ были оснащены сантиметровым поляризационным радиометром РАДОН, инфракрасным спектрометром 174К1, фотометром-блоком цветности БЦ, аппаратурой вызова абонентов АВА и сбора информации БУКАЗ-КА, а также блоком управления работой исследовательской аппаратурой. На КА НХ-2 дополнительно был установлен радиолокационный измеритель рассеивания (скаттерометр).

В рамках эксперимента "Океан-ОЭ" было запущено два спутника, на которых отрабатывались и совершенствовались принципы и методы получения и использования океанографической информации. В частности, отрабатывались средства получения и передачи регулярной информации о ледовой обстановке в полярных областях.

Конструктивно космический аппарат НХМ состоит из герметичного корпуса с фермами для установки бортовой аппаратуры, четырех панелей на которых размещаются датчиковые устройства исследовательской аппаратуры, двух блоков панелей солнечных батарей, закрепленных на специальной поворотной траверсе, и наружной фермы с гравитационным стабилизатором.

В состав исследовательской аппаратуры КА НХМ входили комплекс радиофизической аппаратуры РФА, радиотелевизионный комплекс РТВК, СВЧ-спектрометр и система "Кондор" для сбора данных с буйковых станций и их передачи в центры приема информации.

Радиотелевизионный комплекс с помощью многоканальных сканирующих устройств малого разрешения МСУ-М осуществлял запоминание, хранение, преобразование и передачу на наземные пункты видеоинформации об облачном покрове и подстилающей поверхности Земли, полученной в видимом и инфракрасном спектральных диапазонах.

Основные отличия НХМ от НХ, кроме изменения состава исследовательской аппаратуры, заключались в изменении состава и расположения некоторых блоков служебной аппаратуры с целью высвобождения объемов внутри герметичного корпуса для размещения исследовательской аппаратуры, а также в доработке системы успокоения, ориентации и стабилизации с целью повышения ее точностных характеристик (введен новый гравитационный стабилизатор с массой груза 12 кг и увеличена длина выдвижной штанги до 17 метров). На КА "Океан-ОЭ" №2 дополнительно были установлены многоканальные сканирующие устройства среднего разрешения типа МСУ-С.

**Основные характеристики КА “Океан-О1”**

| **Размеры КА в стартовом состоянии, м** | |
|---|---|
| длина | 4.99 |
| диаметр | 2.4 |
| **Размеры КА в рабочем состоянии, м** | |
| длина | 21.52 |
| ширина по панелям солнечных батарей | 4.92 |
| ширина по панелям датчиковых устройств | 7.70 |
| ширина по панелям РЛС БО | 12.0 |
| Положение КА на орбите | ориентирован продольной осью на центр Земли |
| Система ориентации | трехосная, комбинированная, магнито-гравитационная |
| Исполнительные органы системы ориентации | газовая реактивная система, силовой гироскоп, выдвижная штанга с грузом |
| Режимы работы системы ориентации | 1.Первоначальное успокоение и построение орбитальной системы координат,активный режим.2.Ориентация и стабилизация в течение всего времени полета КА, гравитационно-гироскопический режим. |
| Система электропитания | ориентируемые солнечные батареи и буферные химические батареи |
| Система терморегулирования | активная,двухконтурная, газожидкостная |
| Орбита | приполярная,околокруговая |
| Наклонение плоскости орбиты,градусы | 82.5 |
| Период обращения,мин | 98 |
| Высота,км | 650 |
| Масса КА,кг | не более 2000 (505кг масса аппаратуры) |
| Ракета-носитель | 11К68 (“Циклон-3”) |
| Стартовая масса РН с КА “Океан-01”,тонн | 183.9 |

## Муссон

Космический аппарат “Муссон” http://plesetzk.ru/index.php

Космический геодезический комплекс (КГК) “Муссон” решал задачу создания единой геодезической системы координат повышенной точности на всю поверхность Земли, дальнейшего уточнения параметров фигуры Земли, ее гравитационного поля и уточнения геодезических связей между континентами и островами земного шара.

КА “Муссон” разработаны и изготавливались в Научно-производственном объединении прикладной механики, г. Красноярск-26 (ныне г. Железногорск).

Первая попытка запуска КА “Муссон” в январе 1981 года оказалась неудачной — в результате аварии на участке выведения спутник на орбиту не вышел и сгорел в плотных слоях атмосферы вместе с ракетой-носителем. Последующие пуски были успешными: 30 сентября 1981 года первый “Муссон” был выведен на орбиту (“Космос-1312”). Всего на орбиты искусственных спутников Земли выведено 13 аппаратов данной серии.

КА “Муссон” является основным элементом КГК. Для решения задачи построения мировой геодезической сети используются методы орбитальной и космической триангуляции. С этой целью на борту спутника были установлены доплеровская система измерения радиальной составляющей скорости, ретранслятор системы измерения наклонной дальности, оптические уголковые отражатели для наземной лазерной аппаратуры измерения дальности и система световой сигнализации, позволявшие производить серии вспышек, фотографируемых наземными фотоастрономическими установками на фоне звездного неба. На КА “Муссон” №24 вместо системы световой сигнализации был установлен радиотехнический комплекс “Элекон”, предназначенный для навигационного сопровождения ценных грузов.

Уточнение гравитационного поля Земли осуществлялось с помощью высокоточного радиовысотомера, который производит измерения и предварительную обработку результатов измерений высот от поверхности Мирового Океана с последующей передачей на Землю. В дальнейшем спутниковая альтиметрия обрабатывалась совместно с результатами наземной гравиметрической съемки.

Одновременно с измерениями с помощью бортовых запоминающих устройств осуществлялась доставка на наземные астрономо-геодезические пункты программ работы с КГК (программы наблюдения).

КА “Муссон” состоял из гермоконтейнера, в котором на приборных рамах были размещены специальные и обслуживающие системы и аппаратура. С помощью системы терморегулирования в гермоконтейнере поддерживалась заданные климатические и температурные условия, которые необходимы для нормальной работы аппаратуры. Гермоконтейнер устанавливался внутри каркаса, на наружной боковой поверхности которого размещались фотопреобразователи и крепились восемь панелей солнечных

батарей. Поверхность каркаса использовалась в качестве радиатора системы терморегулирования. В верхней части гермоконтейнера крепилась ферма, на которой устанавливались механизмы гравитационного устройства, магнитный успокоитель и другие элементы системы ориентации. К ракете-носителю КА стыковался с помощью переходника системы отделения, которая оставалась на ракете, и амортизационной фермы, предохраняющей спутник от воздействия вибрации.

Ориентация, стабилизация КА после запуска и поддержание непрерывной ориентации продольной оси спутника на центр Земли обеспечивалась комбинированной системой ориентации, стабилизации и контроля положения. Эта система включала в себя магнито-гравитационную систему ориентации, осуществляющей стабилизацию углового движения вокруг продольной оси, маховик, стабилизирующий КА относительно оси курса, систему ориентации антенной платформы на центр Земли и систему контроля положения КА.

**Основные характеристики КА "Муссон"**

| Масса КА,кг | |
|---|---|
| в стартовом положении | не более 1610 |
| в рабочем состоянии | не более 1530 |
| Размеры КА в стартовом состоянии,м | |
| длина | 5.84 |
| диаметр | 2.36 |
| Размеры КА в рабочем состоянии,м | |
| длина | 17.77 |
| диаметр по панелям солнечных батарей | 7.50 |
| Положение КА на орбите | ориентирован продольной осью на центр Земли,стабилизирован по бинормали к орбите |
| Система ориентации | трехосная,комбинированная, магнито-гравитационная с автономной ориентацией антенны радиовысотомера и стабилизирующим маховиком |
| Исполнительные органы системы ориентации | силовой гироскоп,выдвижная штанга с грузом |

| | |
|---|---|
| Режимы работы системы ориентации | а) первоначальное успокоение и построение орбитальной системы,координат режим ориентации вдоль силовых линий магнитного поля Земли б) ориентация и стабилизация в течение всего времени активного полета КА, гравитационно-гироскопический режим |
| Система электропитания | солнечные и буферные химические батареи |
| Система терморегулирования | активная,двухконтурная, газожидкостная. |
| Орбита | приполярная,околокруговая |
| наклонение плоскости орбиты,градусы | 73.6 и 82.6 |
| период обращения,мин | 116 |
| высота, км | 1500 |
| Ракета-носитель | 11К68 (“Циклон-3”) |
| Стартовая масса РН с КА “Муссон”,тонн | 183.5 |

## 1.2 Зарубежные спутники

### Метеосат

Серия метеорологических спутников, созданная Европейским космическим агентством (ESA) для использования в международной программе изучения глобальных атмосферных процессов. Осуществляет съемку земной поверхности в ближнем и дальнем ИК-диапазонах. Первый спутник из серии “Meteosat” был запущен в 1977 году и вошел в историю, как “первая миссия Земного Наблюдения ЕКА”. После него были запущены еще пять космических аппаратов, последний из которых стартовал в 1997 году. Находясь на геостационарной орбите на высоте 36 тысяч километров от поверхности Земли, спутники Meteosat обеспечивают непрерывный поток данных, касающийся погодных условий по всей Европе и Африке. В 2010 Meteosat-6,-7,-8 и-9 являются эксплуатационными. Миссия Meteosat 8, 9 завершится в 2021 году. Meteosat 8 Дата запуска: 28 августа 2002 .Тип орбиты:Геостационарный.
Meteosat 9 Дата запуска: 21 декабря 2005 .Тип орбиты: Геостационарный.

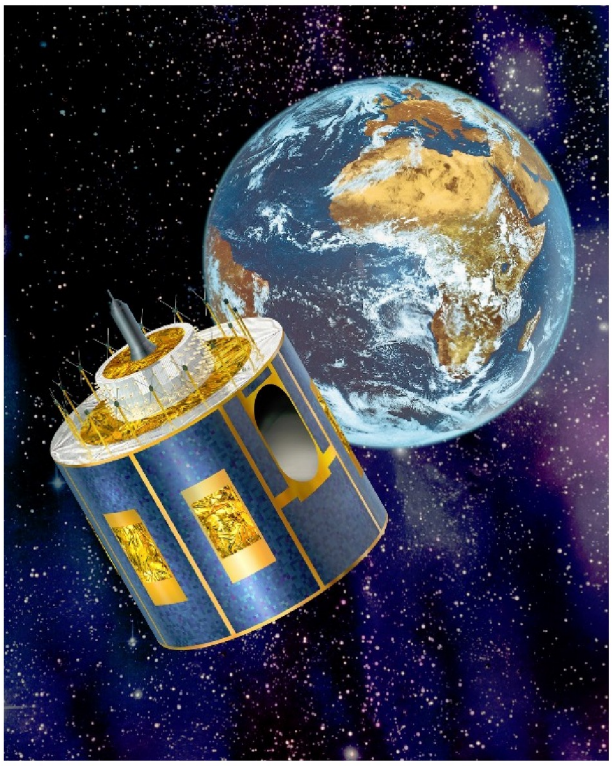


Рис. VI-13-5. Европейские геостационарные метеорологические спутники серии METEOSAT

## POES

Спутники серии NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration, USA) летают с начала 70-х годов на высоте приблизительно 800 км (считается, что первым спутником этой серии был спутник TIROS-M, запущенный 23 января 1970 г.). На спутниках серии NOAA установлены два комплекса приборов: AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) и комплект аппаратуры для вертикального зондирования атмосферы. Основной объем информации составляют данные сканирующего радиометра AVHRR. Зонд TOVS (Tiros Operational Vertical Sounder) служит для вертикального зондирования атмосферы. Зонд является трёхкомпонентной системой, включающей:

1). 4-х канальный Блок Микроволнового Зондирования (MSU): наблюдение облачных регионов.
2). 3-х канальный Блок Стратосферного Зондирования (SSU): определение температуры стратосферы.
3). 20-и канальный ИК Зонд Высокого Разрешения (HIRS/2): определение вертикального профиля температуры, содержания водяных паров и озона.

Данные полярно-орбитальных спутников NOAA используются для долгосрочных прогнозов погоды, мониторинга атмосферы и погодных явлений, а также для обеспечения безопасности полетов (в т. ч. для обнаружения облаков вулканического пепла) и безопасности водного транспорта (мониторинг и прогнозирование ледовой обстановки). Данные, полученные спутником, накапливаются в бортовом ЗУ, а затем передаются в центры приема данных. В настоящий момент в В РЦПОД ведется прием данных с пяти ИСЗ серии NOAA. Это NOAA-15, NOAA-16, NOAA-17, NOAA-18 и NOAA-19.



Рис. VI-13-6. Метеорологические спутники серии NOAA (США)

**Области применения информации:**

Экология:
а)обнаружение крупных промышленных выбросов и мониторинг их дальнейшего распространения;
б)обнаружение крупных сбросов загрязняющих веществ в водоёмы;

в)обнаружение и оценка масштабов катастрофических наводнений;
г)мониторинг больших регионов с целью выявления опасных источников заражения;
д)мониторинг пыльных бурь.

Метеорология:
а)восстановление вертикального профиля температуры и влажности атмосферного воздуха;
б)оперативный прогноз участков сильного циклогенеза;
в)визуальное отображение состояния погоды и составление синоптических карт;
г)оценка состояния и контроль динамики снежного покрова.

Сельское и лесное хозяйство:
контроль за возникновением и распространением лесных и степных пожаров.

Океанология и гидрология:
а) оценка ледовой обстановки;
б)оперативное отслеживание зон затоплений в период весеннего половодья и паводка.

**Характеристики NOAA-15**

| | |
|---|---|
| Размеры основного тела,м | 4.2 , 1.88 (диаметр) |
| Размеры солнечных батарей,м | 2.73 , 6.14 |
| Масса, выводимая на орбиту,кг | 2231.7 (756.7 из них топливо) |
| Ракета-носитель | Lockheed Martin Titan II |
| Дата запуска | May 13, 1998 Vandenburg Air Force Base, CA |
| информация об орбите | солнечно-синхронная |
| расстояние от поверхности Земли,км | 833 |
| период,мин | 101.2 |
| наклонение,град | 98.7 |

## GOES

Геостационарные спутники наблюдения за окружающей средой (GOES) вращаются вокруг Земли по геосинхронной орбите со скоростью, соответствующей скорости вращения Земли. Это позволяет им непрерывно наблюдать за одной и той же позицией на поверхности Земли. Находясь на высоте 35800 километров (22,300 миль) над Землей спутники GOES-8 и GOES-9 обеспечивают информацией о состоянии поверхности

Земли и окружающей среды через каждые полчаса. Спутники GOES выводятся на геостационарную орбиту с космодрома на мысе Канаверал.
В данный момент эксплуатируются данные спутники серии:
GOES-11 (L) Запуск: 07:07 03.05.2000
GOES-12 (M) Запуск: 07:23 23.07.2001
GOES-13 (N) Запуск: 22:11 24.05.2006
GOES-14 (O) Запуск: 22:51 27.06.2009
GOES-15 (P) Запуск: 23:57 04.03.2010 (тестируется)

Спутники серии GOES запускаются NASA с 1975 года. В настоящее время США поддерживает жизнедеятельность спутников GOES-10 и GOES-12. (GOES-9, работает лишь частично и используется Метеорологическим Агенством Японии в качестве замены их спутника, который прекратил свое существование). GOES-11 сохраняется на орбите в качестве замены для GOES-12 или GOES-10 в случае сбоя в их работе. 24 Мая 2006 на орбиту запущен спутник GOES-13, который в настоящее время находится в стадии проверок и будет законсервирован..

GOES-10 и GOES-12



Рис. VI-13-7. Метеорологические геостационарные спутники серии GOES (США)

Каждый из этих спутников видит почти треть поверхности Земли: один из них наблюдает за Северной и Южной Америкой и почти всем Атлантическим океаном, а другой за оставшейся частью Северной Америки и Тихим океаном.

Основными инструментами наблюдения на GOES являются приборы Imager и Sounder. Imager представляет собой многоканальный инструмент, регистрирующий отраженную атмосферой и поверхностью Земли солнечную радиацию. Sounder собирает данные для определения вертикальных профилей температуры и водяного пара (влажности) в атмосфере, а также температуры на уровне облаков и распределения озона.

Спутник GOES-N (усовершенствованный GOES) размерами 4,2x4,2x6,2 м и стартовым весом 3300 кг предназначен для работы на геостационарной орбите высотой 35600 км. На спутнике, выполненном на базе платформы BSS-601, установлена одна панель солнечных батарей на основе арсенида галлия, рассчитанная на выработку 2,3 кВт (2 кВт к концу расчетного срока эксплуатации). Выведен на орбиту ракетоносителем Delta IV производства Boeing.

Запуск последнего на данный момент спутника серии GOES состоялся 4 марта 2010 года в 18:57 с площадки SLC-37B станции ВВС США “Мыс Канаверал«
**Параметры орбиты спутника после отделения составили (в скобках - расчетные):**

| | |
|---|---|
| Наклонение град | 12.01(12) |
| Высота в перигее,км | 6638(6623) |
| Высота в апогее,км | 35215(35177) |
| Период,мин | 747.8 |

## 1.3 Солнечные космические обсерватории

### SOHO

Спутник SOHO [5] - специализированный спутник для получения изображений Солнца.
**Общие характеристики спутника:**

| | |
|---|---|
| Размеры спутника,м | 4.3 x 2.7 x 3.7 |
| Ширина вместе с солнечными батареями,м | 9.5 |
| Общая масса во время запуска,кг | 1850 |
| Скорость передачи данных по каналу телеметрии,кбит/сек | 200 |
| Скорость передачи данных из бортовой памяти,кбит/сек | 40 |

[5]http://infox.ru/science/universe/2008/11/12/sunspots_print.phtml

Спутник SOHO был запущен 2 декабря 1995 года (08:08 UT) с помощью ракеты-носителя Atlas II-AS (AC-121) с космодрома на мысе Канаверал на специальную орбиту вблизи точки либрации между Землей и Солнцем SOHO движется вокруг Солнца вместе с Землей, медленно вращаясь вокруг первой точки Лагранжа (L1), в которой совместная сила тяготения Земли и Солнца удерживают спутник на радиусе Земля-Солнца. Первая точка Лагранжа находится приблизительно 1.5 миллиона километров от Земли (около 4 радиусов орбиты Луны) в направлении к Солнцу. В этой точке SOHO производит непрерывные наблюдения за нашей дневной звездой. Все предыдущие солнечные обсерватории находились на орбитах вокруг Земли, на которых их наблюдения периодически прерывались, когда они входили в тень Земли.

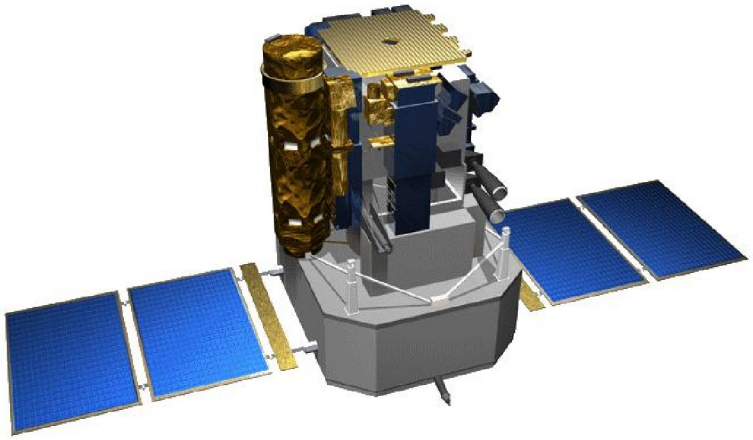


Рис. VI-13-8. Солнечная обсерватория SOHO (NASA, ESA)

**Инструменты SOHO**

CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer) Корональный диагностичесий спектрометр

CELIAS (Charge, Element, and Isotope Analysis System) Система анализа зарядового и изотопного состава частиц

COSTEP (Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyzer) Анализатор частиц высокой энергии

EIT (Extreme ultraviolet Imaging Telescope) Ультрафиолетовый телескоп

ERNE (Energetic and Relativistic Nuclei and Electron experiment) Прибор для проведения экспериментов по высокоэнергетичным,релятивистским ядрам и электронам

GOLF (Global Oscillations at Low Frequencies) Прибор исследования глобальных

низкочастотных осцилляций Солнца
LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph) Широкоугольный и спектометрический коронограф
MDI/SOI(Michelson Doppler Imager/Solar Oscillations Investigation) Майкельсоновская допплеровская камера для исследования осцилляций
SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) Прибор для измерения ультрафиолетового излучения испущенной радиации
SWAN (Solar Wind Anisotropies) Прибор для измерения анизотропии солнечного ветра UVCS (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer) Ультрафиолетовый корональный спектрометр
VIRGO (Variability of Solar Irradiance and Gravity Oscillations) Прибор для измерения солнечных возмущений и гравитацонных осцилляций

# ACE

25 августа 1997 г. в 14:39:53 GMT (10:39:53 EDT) со стартового комплекса LC-17A Станции ВВС "Мыс Канаверал" был выполнен пуск РН "Delta 2" (вариант 7920-8) с американским исследовательским КА ACE.

Согласно сообщению Секции оперативного управления Центра космических полетов имени Годдарда NASA, КА ACE присвоено международное регистрационное обозначение 1997-045A. Он также получил номер 24912 в каталоге Космического командования США.

Разработка аппарата финансировалась NASA в рамках программы "Explorer", причем в качестве заказчика выступила Программа солнечно-земных связей — подразделение Управления космической науки NASA. Стоимость КА — 111 млн ,¯205. Это последний КА семейства "Explorer", разработанный под запуск средним носителем "Delta".

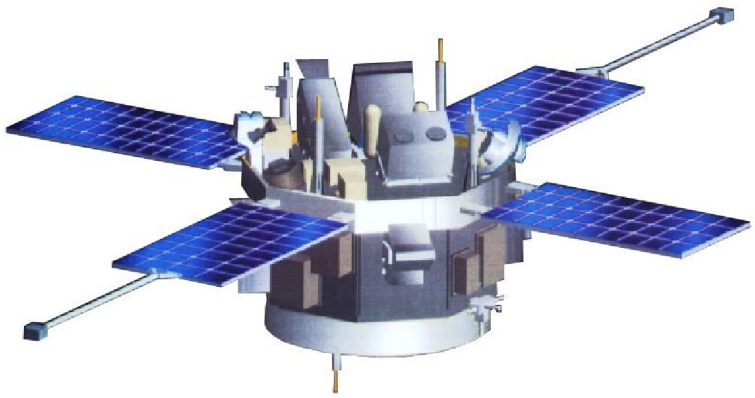


Рис. VI-13-9. Солнечная обсерватория ACE (NASA, ESA)

Спутник предназначен для регистрации и исследования солнечных космических лучей низких энергий и галактических КЛ высоких энергий, имеющих скорости до 1500 км/с. Аппаратура ACE позволит точно определить изотопный и элементный состав нескольких типов космической материи — вещества солнечной короны, межпланетной газовой среды, еще более разреженного местного межзвездного вещества и материи из отдаленных частей Галактики. Задача определила и английское название аппарата ACE (Advanced Composition Explorer, Усовершенствованный исследователь состава).

**Основные системы и приборы, установленные на ACE**

* Communication Subsystem: Primary Mission, S-band, DSN; (Подсистема связи и коммуникаций первичной телеметрии)

* Communication Subsystem: NOAA - S-band @ NOAA Receiving Stations, TBD (Подсистема связи и коммуникаций NOAA)

* Total Onboard Data Storage in Two Solid State Recorders – 2 Gigabits (2 Гигабайтный накопитель информации, состоящий из двух кристаллов)

* Primary Mission Downlink Rates: 78 & 6.9 kbps and 434 bps (Приемо-Передатчик первичной телеметрии)

* NOAA Real Time Solar Wind Mission: 434 bps (Прибор реального времени измерения и передачи данных о солнечном ветре )

Корпус КА ACE имеет диаметр 1.6 м и высоту 1 м; сюда не включены 4 панели солнечных батарей и штанги магнитометра, установленные на двух из них. Масса КА — 785 кг, включая 189 кг топлива. Солнечные батареи обеспечивают мощность 500 Вт. Аппарат стабилизируется вращением (5 об/мин) вокруг оси, близкой к направлению Солнце-Земля. Большая часть научной аппаратуры размещена на “солнечной” стороне спутника.

### STEREO

STEREO (англ.Solar TErrestrial RElations Observatory)— миссия НАСА по изучению солнечной активности. Два одинаковых космических аппарата были запущены 26 октября 2006 года.Система устроена таким образом ,что один из спутников обгоняет Землю а другой отстает от неё.Это позволяет проводить стереоскопические исследования Солнца и изучить подробнее феномен корональных выбросов массы . По состоянию на 22 января 2010 года спутниками STEREO было открыто 24 кометы.

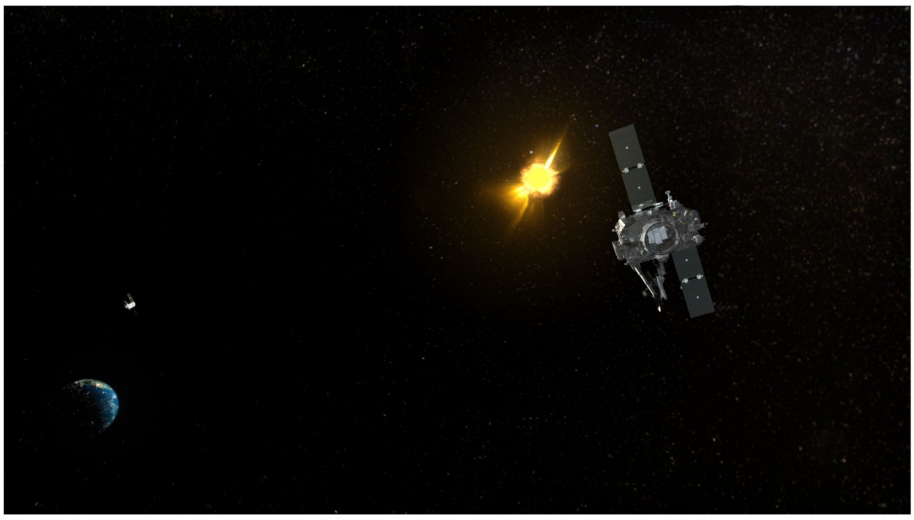


Рис. VI-13-10. Аппараты STEREO

Спутники оснащены приборами, разработанными сотрудниками университета Миннесоты (University of Minnesota) совместно с коллективом Парижской обсерватории (Paris Observatory).

**Характеристики КА**

| | |
|---|---|
| Размер,м | 1,14x1,22(6,47 при развернутых солнечных батареях)x2,03 |
| Масса,кг | 620 |
| Потребляемая мощность,Вт | 475 |
| Исходящий канал,кбит/сек | 720 |

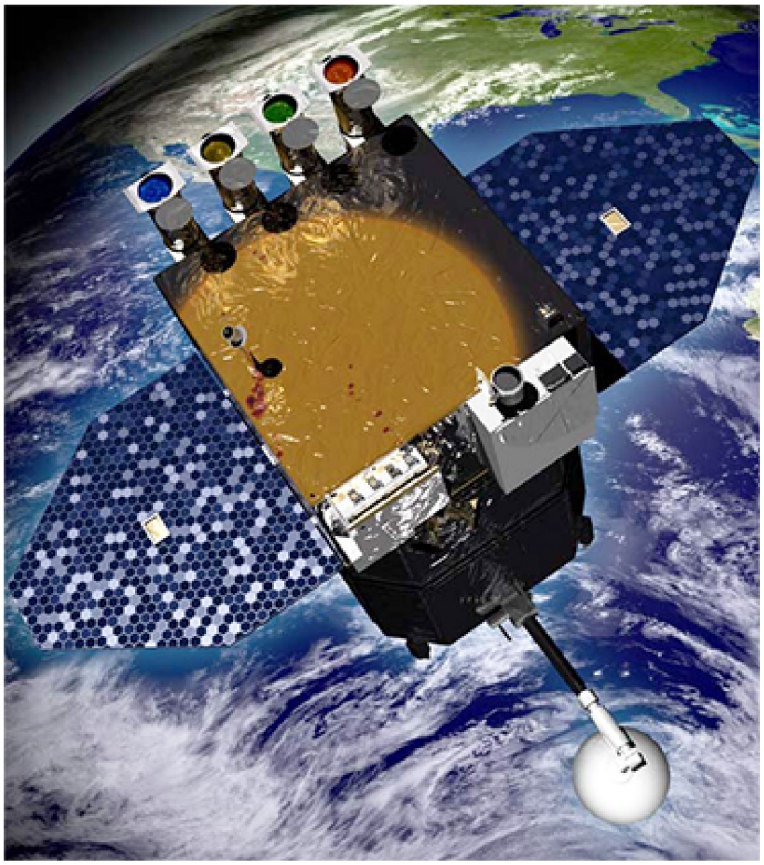


Рис. VI-13-11. Новая солнечная обсерватория SDO

## SDO

Обсерватория солнечной динамики, (англ.Solar Dynamics Observatory, SDO)— космическая обсерватория НАСА для изучения Солнца, рассчитанная на 5 лет работы. Была запущена 11 февраля 2010 года в рамках программы «Жизнь со Звездой» (Living With a Star,

LWS). Цель программы LWS является развитие научных знаний, необходимых для эффективного решения аспектов Солнечно-Земных связей, которые непосредственно влияют на жизнь и общество. Целью SDO является понимание влияния Солнца на Землю и околоземное пространство путем изучения солнечной атмосферы на малых масштабах времени и пространства и во многих длинах волн единовременно.

**Ключевые характеристики**

| | |
|---|---|
| Тип орбиты | Геосинхронная орбита |
| Высота орбиты,км | 36000 |
| Период обращения,час | 24 |
| Дата запуска | 11 февраля 2010 15:23:00 UTC |
| Космодром | “Канаверал” |
| Ракета-носитель | Атлас-5 |
| Время миссии,лет | 5 |
| Стартовая масса,кг | 3100 |
| Полезная нагрузка,кг | 270 |
| Топливо,кг | 1400 |

# Hinode

Хинодэ (яп.Хинодэ, Восход солнца, до запуска - Solar-B)— японский научный спутник для исследований в области физики Солнца. Спутник запущен 23 сентября в 06:36:30 (22 сентября в 21:36:30 UTC) 2006года с космодрома Утиноура с помощью ракеты-носителя M-V. Основная задача спутника состоит в осуществлении высокоточных измерений малых изменений напряженности солнечного магнитного поля, кроме того в число исследований включено:
изучение динамики солнечных магнитных полей;
исследование вариаций светимости Солнца;
изучение энергетики солнечного ветра;
исследования процессов, порождающих ультрафиолетовое и рентгеновское излучение.
Hinode на борту имеет всего три основных научных инструмента.
SOT (Solar Optical Telescope) Солнечный оптический телескоп, предназначен для измерения напряженности магнитного поля в фотосфере.
XRT (X-ray Telescope) Рентгеновский телескоп, предназначен для изучения солнечной короны.
EIS (Extreme-Ultraviolet Imaging Spectrometer) Ультрафиолетовый спектрометр,

предназначен для измерения скорости частиц, испускаемых Солнцем, а также для измерения температуры и плотности солнечной плазмы.

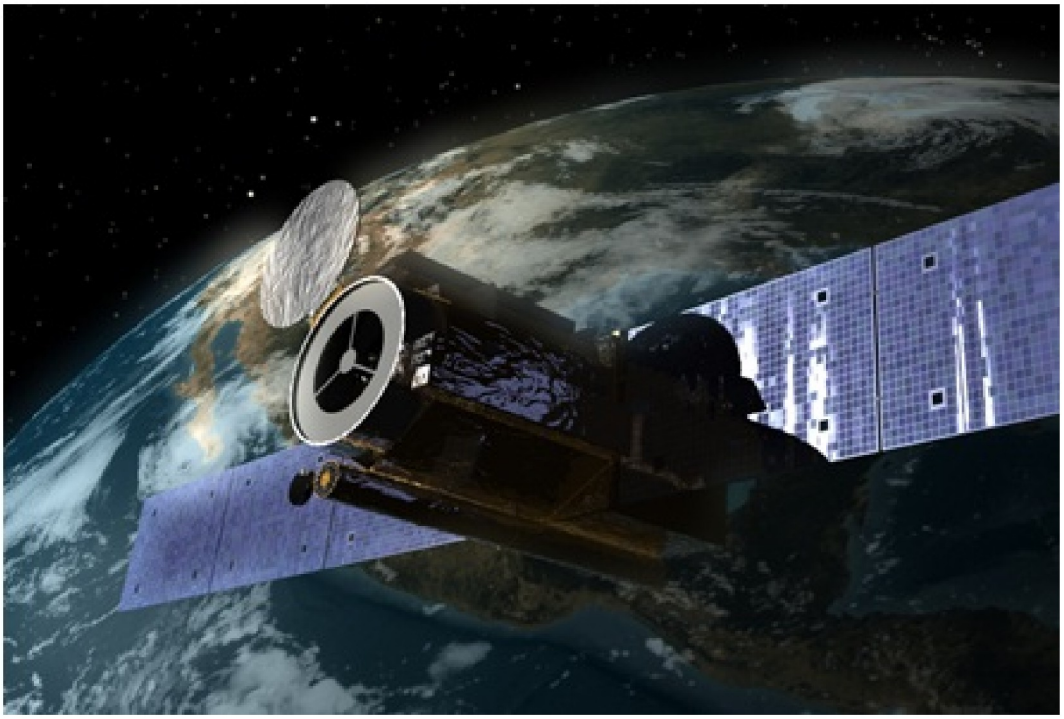


Рис. VI-13-12. Космическая обсерватория Hinode

**Ключевые характеристики**

| | |
|---|---|
| Тип орбиты | Солнечно-синхронная |
| Высота орбиты,км | 682x689 |
| Период обращения,мин | 98,5 |
| Масса,кг | 900 |

**Ulysses**

“Улисс” — космический аппарат совместного производства ЕКА и НАСА, предназначенный для изучения Солнца и, в качестве дополнительной миссии, Юпитера. Аппарат был запущен в октябре 1990 года (запуск был запланирован на 1986 год, но отложен из-за катастрофы «Челленджера»). В общей сложности аппарат проработал

более 17 лет, что в четыре раза превышает расчетный срок эксплуатации. Миссия аппарата официально завершена с 1 июля 2008 года, по причине недостаточной выработки энергии, необходимой для поддержания ориентации аппарата на Землю. «Улисс» является первым аппаратом, изучающим Солнце не только из плоскости эклиптики (экваториальной), но и со стороны полюсов. Это позволяет построить более точную модель околосолнечного пространства.

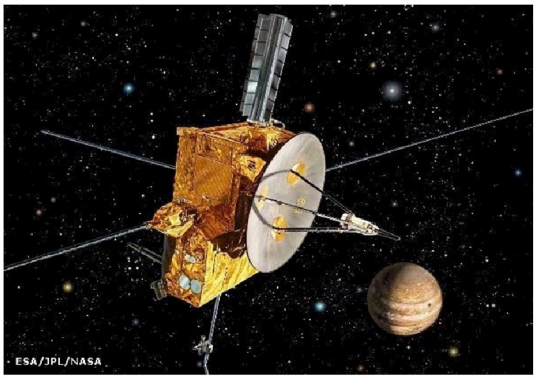


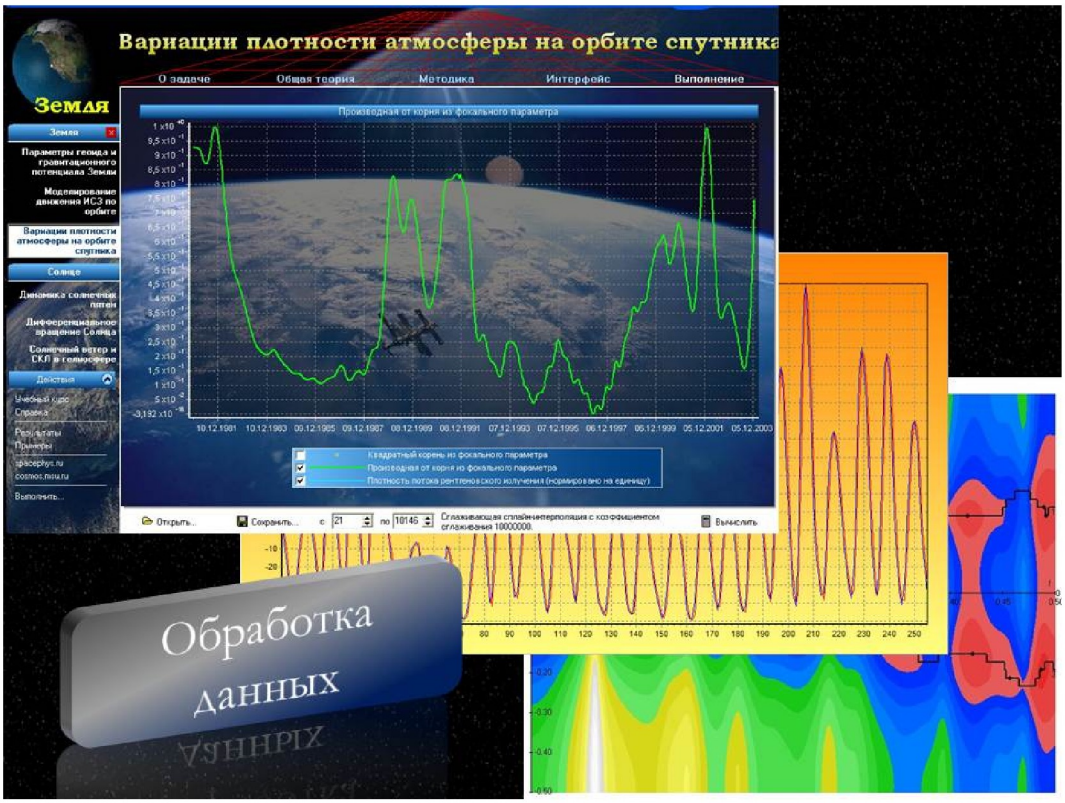

Рис. VI-13-13. Космическая обсерватория Улисс

**Ключевые характеристики**

| | |
|---|---|
| Размер,м | 3.2x3.3x2.1 |
| мощность термоэлектрической установки,Вт | до 285 |
| скорость работы передатчика,бит/сек | до 1024 |
| Масса,кг | 370 (55из них научная аппаратура) |

# Глава 7

# Спутниковая информация и ее обработка



# 1 Лекция 14. Методы обработки космофизических данных

Одним из основных элементов исследования космического пространства является обработка данных, поступающих с борта космических аппаратов. Эти данные в форме измерений, проводимых отдельными приборами на борту КА, а также в форме телеметрических данных о состоянии самого спутника и среды вокруг него, составляют первичную информацию, из которой необходимо выделить научную информацию. Как правило, научные измерения на борту КА представляются в виде числовых кодов, которые для каждого прибора имеют свой смысл и значение. Эти коды необходимо преобразовать в реальные данные. Кроме этого, данные требуется привязать к конкретному моменту времени и положению спутника в пространстве. После того как числовые коды преобразованы в научные данные, их необходимо интерпретировать с точки зрения моделей, которые и отражают научную содержательность полученных данных. Для анализа научных данных в настоящее время разработан большой арсенал математических алгоритмов и программ, с помощью которых производится сопоставление полученных данных математическим моделям. Вместе с тем, поток данных в настоящее время настолько возрос, что для его обработки приходится постоянно изобретать новые методы, повышающие скорость анализа данных и расширяющие объемы одновременно обрабатываемой информации. Поскольку модели, которые сопоставляются наблюдаемым процессам так же меняются и усложняются, то постоянно требуется и создание новых алгоритмов и программ в этой области. В данной лекции будут описаны самые основные методы анализа экспериментальных данных, которые используются в настоящее время при обработке спутниковой информации и необходимые для выполнения лабораторных работ по данному курсу.

## 1.1 Метод наименьших квадратов

Наиболее часто используемой эмпирической моделью при анализе данных являются модели, которые сопоставляют одним параметрам, которые называются независимыми, другие измеренные параметры, которые называют зависимыми, в форме функций заданного вида. При этом ставится задача вычислить неизвестные параметры заданной функциональной зависимости и проверить достоверность наличия такой зависимости. Задачи такого рода в настоящее время решаются с помощью различных вариантов метода наименьших квадратов.

Пусть имеется модель исследуемого процесса общего вида

$$y(t) = \sum_{s=1}^{M} A_s f_s(t) + \delta(t), \tag{7.1}$$

где $A_s$ - параметры модели, а $f_s(t)$ - строго заданные функции времени, $\delta(t)$ - случайные отклонения процесса $y(t)$ от модели. Предположим, что необходимо отыскать модель вида (7.1), которая наилучшим образом в каком-либо смысле описывала бы набор измеренных значений процесса $y(t)$ в определенные моменты времени $t_i$, $i = 1, \ldots, N$. Измеренные значения процесса обозначим через $y_i$, а через $\delta_i$ обозначим значения отклонений $\delta(t_i)$ в моменты времени $t_i$. При этом предполагается, что отклонения $\delta_i$ являются независимыми случайными величинами с нулевым средним и одинаковыми дисперсиями. Это означает, что выполняются следующие условия:

$$< \delta_i >= 0; \quad < \delta_i \delta_j >= 0, \quad i \neq j; \quad < \delta_i^2 >= \sigma^2. \tag{7.2}$$

Здесь скобки <> означают статистическое осреднение (математическое ожидание) соответствующих величин.

Общий принцип наименьших квадратов состоит в том, что в качестве наилучшей модели выбирается модель вида (7.1), параметры которой $A_s^{(0)}$ удовлетворяют условию, что функция этих параметров

$$\sigma^2(A_1, \ldots, A_M) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} \left[ y_i - \sum_{s=1}^{M} A_s f_s(t_i) \right]^2 = \sigma^2$$

достигает минимума при $A_s = A_s^{(0)}$. Эта задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений следующего общего вида:

$$\frac{\partial \sigma^2(A_1, \ldots, A_M)}{\partial A_s} = 0, \quad A_s = 0, \ldots, M. \tag{7.3}$$

Вычисляя производные находим:

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial A_k} = -2 \sum_{i=1}^{N} \Big( y_i - \sum_{s=1}^{M} A_s f_s(t_i) \Big) f_k(t_i) = 0, \quad k = 1, \ldots, M.$$

Эта система уравнений может быть записана в следующей форме

$$\sum_{j=1}^{M} \Big[ \sum_{i=1}^{N} f_k(t_i) f_j(t_i) \Big] A_j = \sum_{i=1}^{N} f_k(t_i) y_i, \quad k = 1, \ldots, M,$$

или в матричной форме

$$\mathbf{QA} = \mathbf{F}, \tag{7.4}$$

где $\mathbf{A} = (A_1, A_2, \ldots, A_M)$, матрица $\mathbf{Q}$ и вектор $\mathbf{F}$ имеют следующие элементы:

$$Q_{kj} = \sum_{i=1}^{N} f_k(t_i) f_j(t_i), \quad F_k = \sum_{i=1}^{N} y_i f_k(t_i).$$

Решение уравнения (7.4) можно записать так:

$$\mathbf{A} = \mathbf{Q}^{-1}\mathbf{F}.$$

В покомпонентной записи это соотношение выглядит так:

$$A_j = \sum_{k=1}^{M} R_{jk} \Big( \sum_{i=1}^{N} y_i f_k(i) \Big), \quad j = 1, \ldots, M, \tag{7.5}$$

где $R_{ik}$ - матричные элементы матрицы $\mathbf{R} = \mathbf{Q}^{-1}$ обратной к матрице $\mathbf{Q}$.

Вычислим погрешность оценки параметров регрессии. Для этого введем следующие обозначения и определения. Обозначим через $A_k^{(0)}$ истинные коэффициенты регрессии в предположении, что рассматриваемая модель в действительности имеет место. Коэффициенты $A_k$, полученные в результате вычислений и удовлетворяющие соотношениям (7.5), будем назвать оценками истинных коэффициентов регрессии. Подставим выражения для $y_i$ из модели (7.1) в предположении, что в ней стоят истинные коэффициенты регрессии $A_k^{(0)}$ в (7.5). В результате получим:

$$A_j = \sum_{k=1}^{M} R_{jk} \left( \sum_{i=1}^{N} \Big( \sum_{s=1}^{M} A_s^{(0)} f_s(t_i) + \delta_i \Big) f_k(t_i) \right), \quad j = 1, \ldots, M,$$

Преобразуя это соотношение находим:

$$A_j = \sum_{k=1}^{M} \sum_{s=1}^{M} R_{jk} Q_{ks} A_s^{(0)} + \sum_{i=1}^{N} \delta_i \sum_{k=1}^{M} R_{jk} f_k(t_i), \quad j = 1, \ldots, M,$$

В силу того, что матрицы $\mathbf{R}$ и $\mathbf{Q}$ обратные друг другу, т.е.

$$\sum_{k=1}^{M} \sum_{s=1}^{M} R_{jk} Q_{ks} = \delta_{js},$$

где $\delta_{kk} = 1,\ k = 1, \ldots, M$ и $\delta_{ks} = 0,\ k \neq s$, окончательно находим:

$$A_j = A_j^{(0)} + \sum_{i=1}^{N} \delta_i \sum_{k=1}^{M} R_{jk} f_k(t_i), \quad j = 1, \ldots, M. \tag{7.6}$$

В силу условий (7.2) находим:

$$< A_j >= A_j^{(0)}.$$

Последнее условие означает, что оценка $A_j$ является **несмещенной**. Далее имеем

$$\sigma^2_{A_j} =< (A_j - A_j^{(0)})^2 >= \sigma^2 R_{jj}.$$

Эти уравнения можно использовать для вычислений в общем случае, однако более полезно рассмотреть конкретные типы моделей, которые встречаются в данном разработанном Космофизическом практикуме.

## 1.2 Линейная регрессия

### Построение оценки коэффициентов регрессии

В большинстве лабораторных работ необходимо использовать метод наименьших квадратов для оценивания наклонов зависимости различного рода параметров орбиты и движения спутников от времени. Это простейший вариант модели (7.1).

Предположим, что физический параметр $y$ зависит от другого физического параметра $t$ (например, времени измерения y) следующим образом:

$$y(t) = At + B + \delta(t),$$

где $A$ и $B$ - параметры модели. Следуя общему рецепту, получаем:

$$\frac{\partial \sigma^2(A,B)}{\partial A} = -2 \sum_{i=1}^{N} (y_i - At_i - B) t_i = 0, \tag{7.7}$$

$$\frac{\partial \sigma^2(A,B)}{\partial B} = -2 \sum_{i=1}^{N} (y_i - At_i - B) = 0. \tag{7.8}$$

Введем следующие обозначения:

$$\bar{Y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} y_i, \quad \bar{T} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} t_i,$$

$$\sigma_T^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} t_i^2, \quad C_{YT} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} y_i t_i.$$

Тогда уравнения (7.7) и (7.8) можно записать так:

$$\sigma_T^2 A + \bar{T} B = C_{YT},$$
$$\bar{T} A + B = \bar{Y}.$$

Решая эту систему двух линейных алгебраических уравнений находим:

$$A = \frac{C_{YT} - \bar{Y}\bar{T}}{\sigma_T^2 - \bar{T}^2},$$
$$B = \bar{Y} - A\bar{T}.$$

Такие значения параметров модели принимаются как наилучшие по методу наименьших квадратов. С помощью таких вычислений производится оценивание скорости изменения долготы восходящего узла, аргумента перигея и скорости убывания полной энергии в задачах практикума.

### Вычисление погрешности определения коэффициентов линейной регрессии

Для вычисления погрешности определения коэффициентов $A$ и $B$ представим полученное для них решение в таком виде:

$$A = \frac{1}{\sigma_T^2 - \bar{T}^2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} y_i t_i,$$
$$B = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} y_i - A\bar{T}.$$

Обозначим через $A_0$ и $B_0$ истинные значения коэффициентов модели, которые в отличие от $A$ и $B$ будем называть оценками $A_0$ и $B_0$. Связь между $A_0$, $B_0$ и $A$, $B$ получается, если в выражения для $A$, $B$ подставить вместо $y_i$ значения из модели с учетом случайных отклонений $\delta_i = \delta(t_i)$. В результате получим

$$A = A_0 + \frac{1}{\sigma_T^2 - \bar{T}^2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \delta_i t_i,$$
$$B = B_0 + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \delta_i$$

Как уже отмечалось, предполагается, что

$$\bar{\delta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \delta_i = 0, \sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} \delta_i^2,$$

и корреляции между $\delta_i$ и $\delta_j$ при $i \neq j$ равны нулю, т.е.

$$< \delta_i \delta_j >= 0.$$

В этом случае можно вычислить среднее значение и дисперсию оценок $A$ и $B$. Вычисления дают следующий результат

$$< A >= A_0, \quad < B >= B_0, \tag{7.9}$$

$$\sigma_A^2 = D_A = \frac{\sigma^2}{N(\sigma_T^2 - \bar{T}^2)}, \quad \sigma_B^2 = D_B = \frac{\sigma^2}{N}. \tag{7.10}$$

Величины $\sigma_A$ и $\sigma_B$ и есть погрешности вычисления коэффициентов линейной регрессии.

## 1.3 Квадратичная регрессия

Аналогичным образом можно построить оценку параметров модели квадратичной регрессии. Модель квадратичной регрессии имеет вид

$$y(t) = At^2 + Bt + C + \delta(t).$$

Уравнения (7.3) в случае такой модели будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} AT_4 + BT_3 + CT_2 &= Y_2, \\ AT_3 + BT_2 + CT_1 &= Y_1, \\ C &= Y_0 - AT_2 - BT_1. \end{aligned}$$

Исключая $C$ приводим уравнения к виду

$$M_1 A + M_0 B = F_1, \quad M_0 A + M_2 B = F_2, \tag{7.11}$$

где

$$\begin{aligned} M_1 = T_4 - T_2^2, \quad M_2 = T_2 - T_1^2, \quad M_0 = T_3 - T_1 T_2, \\ F_1 = Y_2 - T_2 Y_0, \quad F_2 = Y_1 - T_1 Y_0, \end{aligned}$$

а величины $T_m$ и $Y_n$ определяются следующим образом:

$$T_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} t_i^m, \quad m = 1, 2, 3, 4, \quad Y_n = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} y_i t_i^n, \quad n = 0, 1, 2.$$

Решение уравнений (7.11) имеет следующий вид

$$A = \frac{M_2F_1 - M_0F_2}{M_1M_2 - M_0^2}, \quad B = \frac{-M_0F_1 + M_1F_2}{M_1M_2 - M_0^2}. \tag{7.12}$$

Параметр модели $C$ при этом находится из соотношения $C = Y_0 - AT_2 - BT_1$.

Такая модель может быть использована для оценки отклонений долготы восходящего узла от векового движения.

## 1.4 Модель гармонического процесса

В прикладных задачах анализа различного рода физических и других процессов часто требуется выделять из процесса общего вида гармонические составляющие и оценивать их основные характеристики. Модель одномерного гармонического процесса $y(t)$ с собственной частотой $\omega$ имеет следующий вид

$$y(t) = A\cos\omega t + B\sin\omega t + C + \delta(t). \tag{7.13}$$

Согласно общему принципу метода наименьших квадратов, условие достижения функции $\sigma$ минимального значения имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{\partial\sigma^2}{\partial A} &= A(1 - C_2) - S_2B + 2S_1C - 2S_y = 0,\\
\frac{\partial\sigma^2}{\partial B} &= B(1 + C_2) - S_2A + 2C_1C - 2S_y = 0,\\
\frac{\partial\sigma^2}{\partial C} &= C + AS_1 + BC_1 - \bar{Y} = 0,
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
C_2 &= \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\cos 2\omega t_i, \quad S_2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\sin 2\omega t_i,\\
C_1 &= \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\cos\omega t_i, \quad S_1 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\sin\omega t_i,\\
\bar{Y} &= \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}y_i, \quad S_y = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}y_i\sin\omega t_i, \quad C_y = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}y_i\cos\omega t_i.
\end{aligned}$$

После исключения $C$ уравнения для амплитуд $A$ и $B$ гармоники опять примут вид уравнений (7.11), в которых коэффициенты будут вычисляться по формулам:

$$M_1 = 1 - C_2 - 2S_1^2, \quad M_2 = 1 + C_2 - 2C_1^2,$$
$$M_0 = -S_2 - 2C_1S_1,$$
$$F_1 = 2[S_y - S_1\bar{Y}], \quad F_2 = 2[C_y - C_1\bar{Y}].$$

Решение (7.11) будет иметь тот же вид (7.12). Параметр $C$ будет вычисляться по формуле

$$C = -AS_1 - BC_1 - \bar{Y}.$$

Суммарная амплитуда гармоники и оценка начальной фазы имеют вид

$$A_0 = \sqrt{A^2 + B^2}, \quad \phi = \operatorname{arctg}\frac{B}{A}.$$

Эта модель может быть использована для оценивания параметров модели отклонения векового движения аргумента перигея и средней аномалии.

## 1.5 Вычисление погрешностей измерения сложных параметров

Одной из задач практикума является задача вычисления погрешностей величин, которые являются функциями от величин, измеряемых непосредственно в эксперименте. Такие величины мы будем называть сложными. В задачах об измерении параметра $J_2$ непосредственно измеряемыми в эксперименте величинами являются параметры орбитального движения спутника - аргумент перигея, долгота восходящего узла и т.д. Сам же параметр $J_2$ является функцией этих величин.

Предположим, что измеряемый параметр $p$, является некоторой функцией от измеряемых непосредственно в эксперименте величин $X_i$, $i = 1, \ldots, L$, т.е.

$$p = P(X_1, X_2, \ldots, X_L).$$

Предположим далее, что измеряемые непосредственно в эксперименте величины $X_i$ характеризуются оценками средних значений $\bar{X}_i$ и суммарной статистической и приборной погрешностями, равными $\sigma_i$, соответственно, т.е. $\sigma_i^2$ есть дисперсия разброса, порождаемого неконтролируемыми внешними причинами и погрешностью шкалы приборов. Тогда в качестве оценки параметра $p$ выбирается значение

$$\bar{p} = P(\bar{X}_1, \bar{X}_2, \ldots, \bar{X}_L),$$

и в случае независимости случайных отклонений отдельных величин $X_i$ абсолютная погрешность измерения параметра $p$ определяется следующей формулой:

$$\sigma_p = \sqrt{\left|\frac{\partial P}{\partial X_1}\right|^2 \cdot \sigma_1^2 + \left|\frac{\partial P}{\partial X_2}\right|^2 \cdot \sigma_2^2 + \cdots + \left|\frac{\partial P}{\partial X_L}\right|^2 \cdot \sigma_L^2}\Bigg|_{X_1=\bar{X}_1,\ X_2=\bar{X}_2,\ldots,X_L=\bar{X}_L}. \qquad (7.14)$$

Относительная погрешность вычисляется по формуле:

$$\frac{\sigma_p}{\bar{p}} = \sqrt{\left|\frac{\partial \ln P}{\partial X_1}\right|^2 \cdot \sigma_1^2 + \left|\frac{\partial \ln P}{\partial X_2}\right|^2 \cdot \sigma_2^2 + \cdots + \left|\frac{\partial \ln P}{\partial X_L}\right|^2 \cdot \sigma_L^2}\Bigg|_{X_1=\bar{X}_1,\ X_2=\bar{X}_2,\ldots,X_L=\bar{X}_L}.$$

**Вычисление погрешностей измерения параметра $J_2$**

В качестве примера рассмотрим вычисление погрешности вычисления $J_2$ по данным о долготе восходящего узла. Соответствующая формула для оценки $J_2$ дается соотношением

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{GM}{a^3}} J_2 \left(\frac{R_E}{p}\right)^2 \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}. \qquad (7.15)$$

Заметим, что в эту формулу входят следующие непосредственно измеряемые параметры: $i$ - наклонение, $p$ - фокальный параметр, $n$ - среднее движение, и наклон графика линейной регрессии $R_{anl}$. Радиус Земли будем считать постоянной величиной, измеренной с абсолютной точностью. То же самое относится к эксцентриситету $e$, который считается величиной равной нулю, что соответствует круговой орбите. Заметим, что в рассматриваемом приближении величины $i$, $p$, $n$ считаются постоянными. Однако анализ данных показывает, что за период времени, на котором оценивается параметры линейной регрессии, все эти параметры заметно эволюционируют, особенно, если рассматривать достаточно большие промежутки времени. Поэтому эти изменения параметров с точки зрения данного приближения следует считать случайными (непредсказуемыми, и для построения оценки $J_2$ по формуле (7.15) в них следует подставлять средние значения этих величин, полученные за время наблюдения на выбранном интервале времени. Для малых эксцентриситетов орбит $e \sim 0$, которые рассматривается в данной задаче практикума, величины $p$ и $n$ являются зависимыми и связаны соотношением

$$p = \left(\frac{GM}{n^2}\right)^{1/3}.$$

Поэтому при вычислении погрешности оценки $J_2$ в формулу (7.14) следует подставлять дисперсию изменений только величин $n$ и $i$. В формулу (7.15) входит также параметр $R_{anl}$

линейной регрессии графика векового изменения долготы восходящего узла. Для оценки его погрешности необходимо воспользоваться формулой (7.10) для оценки параметра $A$ линейной регрессии.

В результате получаем следующую формулу для оценивания относительной погрешности $J_2$:

$$\frac{\sigma_{J_2}}{\bar{J}_2} = \sqrt{\frac{\sigma^2_{R_{anl}}}{R^2_{anl}} + \frac{49}{9}\frac{\sigma^2_n}{n^2} + \frac{\sigma^2_i \sin^2 i}{\cos^4 i}}. \tag{7.16}$$

Из этой формулы следует, что отклонения в значениях $i$ могут приводить к существенным погрешностям в измерении $J_2$ для спутников на орбитах близких к полярным, когда $\cos i << 1$.

Для аргумента перигея погрешность вычисляется по формуле:

$$\frac{\sigma_{J_2}}{\bar{J}_2} = \sqrt{\frac{\sigma^2_{R_{anl}}}{R^2_{anl}} + \frac{49}{9}\frac{\sigma^2_n}{n^2} + 25\frac{\sigma^2_i \cos^2 i \sin^2 i}{(1-5\cos^2 i)^4}}, \tag{7.17}$$

а для средней аномалии по формуле:

$$\frac{\sigma_{J_2}}{\bar{J}_2} = \sqrt{\frac{\sigma^2_{R_{anl}}}{R^2_{anl}} + \frac{49}{9}\frac{\sigma^2_n}{n^2} + 9\frac{\sigma^2_i \cos^2 i \sin^2 i}{(1-3\cos^2 i)^4}}, \tag{7.18}$$

Здесь $\sigma_i$ и $\sigma_n$ - погрешности измерения наклонения и среднего движения, включающие статистический разброс измерений этих величин, $\sigma_{R_{anl}}$, $\sigma_{R_{arp}}$, $\sigma_{R_{aan}}$ - погрешности метода линейной регрессии для соответствующих параметров.

## 1.6 Фильтрация временных рядов

Под фильтрацией временных рядов подразумевают, как правило, линейное преобразование, позволяющее изменять Фурье-спектр этого ряда, удаляя часть гармонических его составляющих. Пусть имеется временной дискретный ряд измерений $u_0$, $u_1$, $u_2, \ldots, u_N$, произведенных через равные промежутки времени $\Delta t$, некоторого физического параметра $u(t)$, изменяющегося со временем:

$$u_k = u(t_k), \quad t_k = k\Delta t, \quad k = 0, 1, 2, \ldots, N.$$

В этом случае под линейной сглаживающей (низкочастотной по области пропускания) фильтрацией подразумевают преобразование следующего общего вида:

$$U_k = \sum_{j=-P}^{P} W_j u_{k-j}, \quad k = P, \ldots, N-P. \tag{7.19}$$

Здесь вещественные неотрицательные числа $W_j \geq 0, \quad j = -P, \ldots, P$ называют коэффициентами фильтра, а целое число $P$ называют полушириной окна фильтра. Числа $W_j$ должны также удовлетворять условиям нормировки:

$$\sum_{j=-P}^{P} W_j = 1,$$

и симметричности:

$$W_j = W_{-j}, j = -P, \ldots, P.$$

Кроме сглаживающей или низкочастотной фильтрации применяют высокочастотную фильтрацию, позволяющую удалять тренды и полосовую фильтрацию. Под высокочастотной фильтрацией понимают линейное преобразование, состоящее из преобразования (7.19) и последующего вычитания полученного ряда из исходного:

$$V_k = u_k - U_k, \quad k = -P, \ldots, P. \tag{7.20}$$

Здесь числа $U_k$ определяются соотношениями (7.19). Полосовая фильтрация состоит в применении к исходному ряду последовательных преобразований низкочастотной фильтрации с полушириной окна $P$ и высокочастотной фильтрации с полушириной окна $Q > P$. В случае высокочастотной фильтрации полученный ряд содержит частотные составляющие выше некоторой характерной частоты отсечки фильтра, а полосовой - в некоторой ограниченной области (полосе) частот. В задачах данного практикума используется сглаживающий или низкочастотный фильтр.

При использовании фильтров следует учитывать, что их применение сопряжено с уменьшением длины исходного ряда на величину ширины окна, равную $2P$. Это видно из определений их линейных преобразований. Это особенно важно при использовании высокочастотных фильтров, для которых полуширина должна быть очень большой, что приводит к существенному сокращению длины исходного ряда и, соответственно, к потере точности или надежности статистических оценок, получаемых на их основе.

В зависимости от выбора коэффициентов $W_k$ фильтра различают множество различных их видов сглаживающих фильтров, которые определяют множество различных видов подавления высокочастотных составляющих спектра исходного сигнала. Мы рассмотрим лишь три их вида. Другие виды фильтров описаны в различных учебниках и руководствах по обработке данных (см. например, [24, 25, 26]). Заметим, что для целей задачи 3, нет большой разницы в применении любого из приведенных ниже фильтров. Большую роль играет выбор полуширины окна для получения достаточно надежных значений производной от фокального параметра. Подбор полуширины осуществляется непосредственно во время работы с конкретным временным рядом.

### Прямоугольный фильтр

Прямоугольный фильтр определяется выбором коэффициентов в соответствии со следующим правилом:

$$W_k = w_0, \quad k = -P, \ldots, P. \tag{7.21}$$

Из условия нормировки сразу находим, что число $w_0$ должно быть связано с полушириной окна фильтра следующим соотношением:

$$w_0 = \frac{1}{2P+1}.$$

Графики весовых коэффициентов фильтров приведены на рис. 2.1 (а,б,в).

### Косинусный фильтр (Тьюки)

Косинусный фильтр (рис. 2.1.(б)) задается следующими соотношениями

$$W_k = \frac{1}{2P}\left(1 + \cos\left(\frac{\pi k}{P}\right)\right), \quad k = -P, \ldots, P. \tag{7.22}$$

### Треугольный фильтр

Треугольный фильтр (рис. 2.1.(в)) задается следующими соотношениями

$$W_k = \frac{1}{P^2}\Big(2P - |k - P|\Big), \quad k = -P, \ldots, P. \tag{7.23}$$

# Благодарности

Автор выражает признательность профессору Белоконову И.В.за идею создания данного курса, доценту Крамлих А.В.за помощь в организации проведения занятий.Отдельно благодарит студентов и магистрантов Самарского государственного аэрокосмического университета Устюгова Ефима, Столярова Дмитрия, Аваряскина Дениса и Гимранова Зафара за интерактивное и творческое освоение данного курса, помощь в выявлении опечаток и составлении дополнительных тестов для проверки полученных знаний.

# Литература


[1] Солнечно-земная физика. Сб. под ред. В.А. Кузнецова. М.: Физматлит, 2009 г

[2] Томилин А.Н. Небо Земли. М: Изд. "Детская литература", 1974 г.

[3] Мурзин В.С. Астрофизика космических лучей. М.: Логос, 2006. 486 с.

[4] SOLAR CYCLE VARIATIONS OF LARGE SCALE FLOWS IN THE SUN Sarbani Basu, H. M. Antia. //arXiv:[astro-ph] 0001294v1

[5] Chapmen S., Ferraro V.C. A new theory of magnetic storms. Terr. Magn. atmos. Elect., **36**, 77-97,171-186 (1931)

[6] Maxwell J.C. A treatise on electricity and magnetism. Cambridge Univ. Press (1843)

[7] Акасофу С.И., Чапмен С. Солнечно-земная физика. М.: Мир, Т.1,2, 1974.

[8] И.С. Веселовский. Солнечный ветер и гелиосферное магнитное поле. В Сб. Модель космоса. Т.1. Под ред. Ю.И. Логачева. Изд. М.: КДУ, 2007.

[9] P. Charbonneau, Living Rev. Solar Phys., 7, (2010), 3 http://www.livingreviews.org/lrsp-2010-3

[10] Chapmen, Ferraro JGR, v. 36, 77, (1931)

[11] Martyn D.F. The theory of magnetic storms and auroras. Nature, Lond. v. 167, 92-94 (1951)

[12] Жигулев, В.Н., Ромашевский, Е.А., 1959, "О взаимодействии потоков проводящей среды с магнитным полем Земли", ДАН 127, 1001

[13] Веселовский И.С. Почему дует солнечный ветер? Доклад на Седьмой молодежной конференции "Современные исследования косимического пространства". Кострома, 25-30 октября 2010 г.

[14] А.Н.Матвеев. Механика и теория относительности. М.: Высшая школа, 1986 г.

[15] Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. под. ред. Дубошина, М.:Изд. Наука, 1971, 584 с.

[16] В.В. Белецкий. Очерки о движении космических тел. М:“Наука”,1972, 320 с.

[17] В.Ф. Сокуров. Физика космических лучей: космическая радиация. Ростов-на-Дону: Изд. Феникс, 2005

[18] М. Лонгейр. Астрофизика высоких энергий. М.: Мир, 1984 г.

[19] Физический энциклопедический словарь. М.: Сов. энциклопедия, 1983.

[20] Гинзбург В.Л. Космические лучи у Земли и во Вселенной. М.: Наука, 1967. 95 с.

[21] Гинзбург В.Л. О физике и астрофизике. М.: Бюро Квантума, 1995. 512 с.

[22] Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, 1963.

[23] Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. М.: Изд-во МГУ, 1988. 316 с.

[24] Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1972. т.1-2.

[25] Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов. Прогноз и управление. М.: Мир, 1974.

[26] Дворянинов Г.С., Журавлев В.М., Прусов А.В. Метод максимальной энтропии в многомерном спектральном анализе. Преп. МГИ АН УССР, 1986. Ч. 1,2.

[27] Зацепин Г.Т. // Доклады АН СССР. 1949. Т. 67. С. 993.

[28] Смит Г., Смит Э. Солнечные вспышки. М.: Мир. 1966.

[29] Брей Р., Лоухед Р. Солнечные пятна. М.: Мир. 1967.

[30] Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. М.: Мир. 1976.

[31] Bravo S., Cruz-Abeyro J.A.L., Rojas D. The spatial relationship between active regions and coronal holes and the occurence of intense geomagnetic storms throughout the solar activity cycle // Ann. Geophys. 1997. V. 16. P. 49.

[32] McAlister A.H., Knipp D.J. Identification of solar drivers: The November 3 - - 4, 1993 geomagnetic storm // J. Geophys. Res. 1998. V. 221. P. 10326.

[33] Webb D.F., McIntosh P.S., Nolte J.T., Solodyna C.V. Evidence linking coronal transients to the evolution of coronal holes // Solar Phys. 1978. V. 58. P. 389.

[34] Gosling J.T. The solar flare myth // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 18937.

[35] Р. Дэвис мл. Полвека с солнечными нейтрино.// УФН, 2004, т. 174, N 4, с. 408-417

[36] Герштейн С.С. Загадки солнечных нейтрино. http://www.pereplet.ru/nauka/Soros/pdf/9708_079.pdf

[37] Hundhausen A.J. Sizes and locations of coronal mass ejections - SMM observations from 1980 and 1984 - - 1989 // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 13177.

[38] Dryer M. Comments on the origins of coronal mass ejection // Solar Phys. 1996. V. 169. P. 421.

[39] Harrison R.A. The nature of solar flares associated with coronal mass ejection // Astron. Astrophys. 1995. V. 304. P. 585. 15.

[40] Harrison R.A. Coronal magnetic storms: a new perspective on flares and the 'Solar flare myth' debate // Solar Phys. 1996. V. 166. P. 441.

[41] Maksimov V.P., Nefedyev V.P. The observation of a 'negative burst' with high spatial resolution // Solar Phys. 1991. V. 136. P. 335.

[42] Maksimov V.P., Nefedyev V.P. Some possibilities of microwave diagnostics of eruptive prominences // Ann. Geophys. 1992. V. 10. P. 354.

[43] Dere K.R., Brueckner G.E., Howard R. et al. EIT and LASCO observations of the initiation of a coronal mass ejection // Solar Phys. 1997. V. 175. P. 601.

[44] Svestka Z. On 'The solar flare myth' postulated by Gosling // Solar Phys. 1995. V. 160. P. 53 - - 56.

[45] Svestka Z., Cliver E.W. History and basic characteristics of eruptive flares // Eruptive Solar Flares. Proceed. IAU Coll. 133 / Eds Z.Svestka et al. NY: Springer-Verlag. 1992. P. 1 - 24.

[46] Joselyn J.A., McIntosh P.S. Disappearing solar filaments - a useful predictor of geomagnetic activity // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 4555.

[47] Wang H. Space weather: scientific forecasting // COSPAR Colloquium: Solar-Terrestrial Magnetic Activity and Space Environment. Bejing, China. 2001. P. 55.

[48] Pick M. Coronal mass ejections from the corona to the interplanetary medium // Ibid. P. 67.

[49] Максимов В.П., Каленых А.В. Влияние солнечных эруптивных событий на безопасность кроссполярных полетов // САКС-2001: Материалы международной научно-практической конференции / Ред. Г.П. Поляков. Красноярск. 2001. С. 37.

[50] Максимов В.П., Ермакова Л.В. Волокна и магнитное поле активной области // Астрон. журн. 1985. Т. 62. С. 558.

[51] Максимов В.П., Ермакова Л.В. О связи появления волокна с изменениями магнитного поля активной области // Астрон. журн. 1987. Т. 64. С. 841.

[52] Максимов В.П., Прокопьев А.А. Динамика магнитного поля и появление, развитие и разрушение волокна на Солнце // Астрон. журн. 1993. Т. 70. С. 1099

[53] Г.И. Марчук. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1977.

[54] http://nmp.nasa.gov/st5/SCIENCE/magnetosphere2.html

[55] http://blog.2012pro.com/wp-content/uploads/2012_Magnetic_field_Solar_Cycle.jpg

[56] http://www.geophys.washington.edu/People/Students/eharnett/mars/mars.html

[57] http://mgs-mager.gsfc.nasa.gov/ - Марс магнитное поле - картинка с аномалиями

[58] http://movelife.ru/article/picture?page=0000040

[59] http://ligaspace.my1.ru/picc/moon_17.gif

[60] http://www.metatechcorp.com/aps/SuperStormAnimation.html - Мультиплкация Картинки

[61] http://radbelts.gsfc.nasa.gov/outreach/RadMovies.html

# Оглавление


**1 Вселенная** **3**

1 Лекция 1. Где находится Земля? . . . . . 4

1.1 Вселенная, Млечный путь, Солнечная система, Планета N3 . . . . . 7

2 Лекция 2. Что такое звезды? . . . . . 13

2.1 Наблюдательные характеристики звезд . . . . . 13

2.2 Диаграмма Герцшпрунга-Рассела . . . . . 17

2.3 Эволюционные классы звезд . . . . . 20

**2 Солнце** **35**

1 Лекция 3. Солнце-дневная звезда . . . . . 37

1.1 Параметры Солнца . . . . . 37

1.2 Стандартная модель Солнца . . . . . 39

2 Лекция 4. Магнитное поле Солнца. Солнечный ветер. Гелиосфера . . . . . 53

2.1 Дифференциальное вращение Солнца . . . . . 53

2.2 Солнечная корона и солнечный ветер . . . . . 55

2.3 Секторная структура магнитного поля Солнца . . . . . 62

2.4 Гелиосфера . . . . . 63

3 Лекция 5. Солнечная активность и космическая погода . . . . . 66

3.1 Циклы солнечной активности . . . . . 66

3.2 Изменения числа пятен на Солнце. Ряд чисел Вольфа . . . . . 68

3.3 Изменения глобального магнитного поля в циклах. Бабочка Маундера 73

**3 Земля** **77**

1 Лекция 6. Гравитационное поле Земли и планет . . . . . 79

1.1 Гравитационное поле точечных масс . . . . . 79

1.2 Гравитационное поле материальных тел. Уравнение Пуассона . . . . 81

1.3 Гравитационное поле тел, обладающих сферической симметрией . . . 82

1.4 Гравитационное поле тел общего вида . . . . . 83

1.5 Гравитационное поле планет . . . . . 85
1.6 Гравитационное поле Земли . . . . . 86
2 Лекция 7. Движение космических аппаратов вблизи Земли . . . . . 88
2.1 Движение точечной частицы в поле тяготения Земли . . . . . 88
2.2 Влияние сопротивления атмосферы на движение спутника . . . . . 98
3 Лекция 8. Магнитное поле Земли . . . . . 101
3.1 Поле диполя . . . . . 105
3.2 Форма магнитного поля Земли . . . . . 108
3.3 Единицы измерения магнитного поля . . . . . 112
3.4 Источник магнитного поля Земли. Гидромагнитное динамо . . . . . 113
3.5 Магнитные поля планет Солнечной системы . . . . . 117
4 Лекция 9. Взаимодействие магнитосферы с солнечным ветром . . . . . 118
4.1 Плоский плазменный фронт . . . . . 118
4.2 Форма поверхности магнитопаузы и ударной волны . . . . . 123

**4 Магнитосфера Земли** **129**
1 Лекция 10. Движение частиц в магнитном поле . . . . . 131
1.1 Движение частиц в однородном магнитном поле . . . . . 131
1.2 Дрейфовое движение частиц в однородном магнитном поле . . . . . 132
1.3 Адиабатические инварианты . . . . . 134
2 Лекция 11. Движение заряженных частиц в магнитном поле Земли . . . . . 138
2.1 Движение частиц в неоднородном магнитном поле. Первый адиабатический инвариант . . . . . 138
2.2 Закон сохранения энергии в неоднородном магнитном поле. Магнитные ловушки и зеркала . . . . . 141
2.3 Зональное дрейфовое движение в магнитном поле Земли. Второй адиабатический инвариант . . . . . 143
2.4 Распределение частиц в ловушке . . . . . 144
2.5 Полярные овалы и северные сияния . . . . . 147

**5 Космические лучи** **149**
1 Лекция 12. Космические лучи и методы их наблюдения . . . . . 151
1.1 Галактические космические лучи . . . . . 153
1.2 Солнечные космические лучи . . . . . 159
1.3 Космические лучи в магнитосфере Земли . . . . . 160
1.4 Взаимодействие космических лучей с веществом . . . . . 163
1.5 Распространение космических лучей в гелиосфере . . . . . 169

**6 Космические лаборатории** **171**
1 Лекция 13. Исследования околоземного пространства с помощью космических аппаратов . . . . . 172
1.1 Советские и российские космические аппараты . . . . . 172
1.2 Зарубежные спутники . . . . . 191
1.3 Солнечные космические обсерватории . . . . . 196

**7 Спутниковая информация и ее обработка** **205**
1 Лекция 14. Методы обработки космофизических данных . . . . . 206
1.1 Метод наименьших квадратов . . . . . 206
1.2 Линейная регрессия . . . . . 209
1.3 Квадратичная регрессия . . . . . 211
1.4 Модель гармонического процесса . . . . . 212
1.5 Вычисление погрешностей измерения сложных параметров . . . . . 213
1.6 Фильтрация временных рядов . . . . . 215