

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М. В. ЛОМОНОСОВА**

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМЕНИ Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА**

КОСМИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

Первое издание

УНЦ ДО
Москва
2005

УДК [52+53(15)](0758)
ББК 22.63я78+22.3я78
К 71

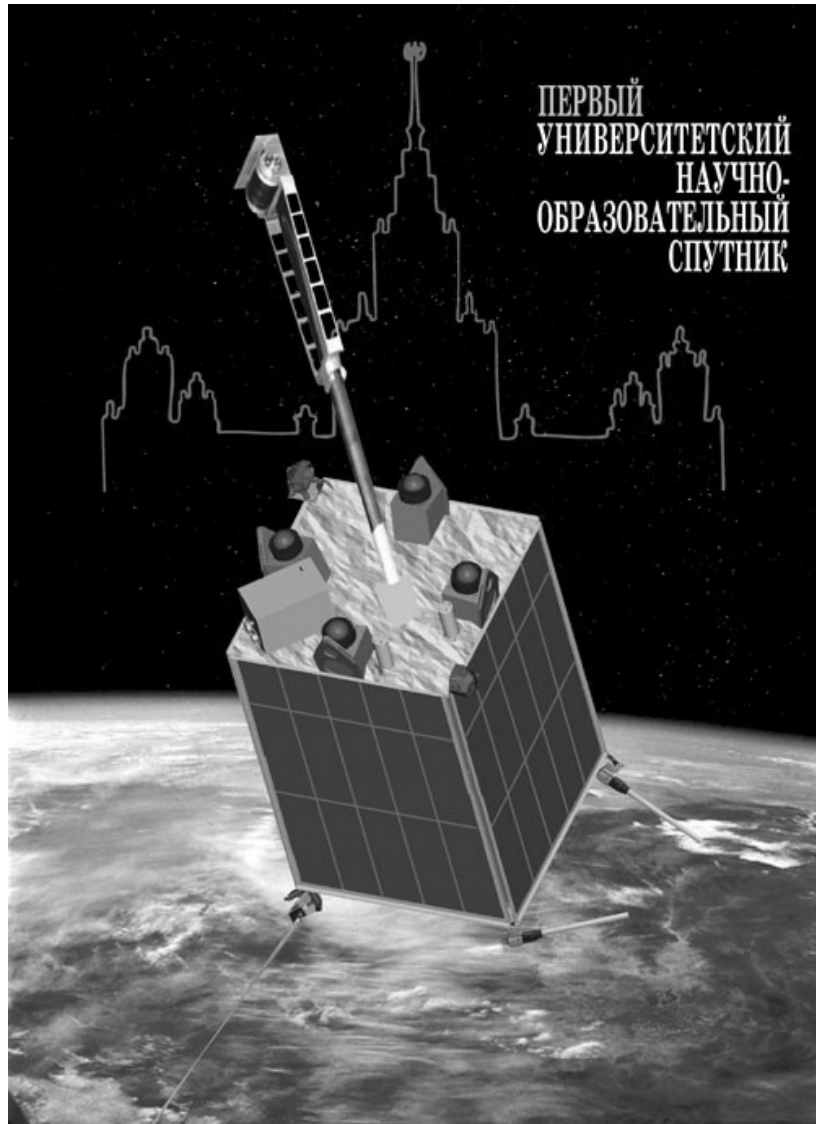
Авторский коллектив: М. И. Панасюк, В. В. Радченко, А. В. Богомолов, Н. А. Власова, Г. К. Гарипов, Т. А. Иванова, С. А. Красоткин, А. С. Ковтюх, Л. Л. Лазутин, И. Н. Мягова, И. А. Рубинштейн, С. И. Свертилов, В. И. Тулупов, Б. А. Хренов (НИИЯФ МГУ), В. М. Журавлев (Ульяновский университет).

Космофизический практикум. Руководители проекта М. И. Панасюк и В. В. Радченко. Редактор А. С. Ковтюх. – М.: Издательство УНЦ ДО, 2005. – 181 с.

ISBN 5-88899-301-8

Предлагаемое учебное пособие – первый в отечественной литературе практикум по космической физике, построенный на базе данных экспериментов НИИЯФ МГУ на ИСЗ «*Университетский-Татьяна*», который был выведен на околоземную орбиту 20 января 2005 г. – в канун 250-летнего юбилея МГУ. Задачи нашего практикума могут использоваться для обучения студентов физических специальностей университетов и других ВУЗов. Эти задачи относятся к курсам общей физики, курсам теоретической физики и могут использоваться в спецкурсах по физике плазмы, астрофизике и геофизике. Многие из этих задач, в том или ином объеме, могут использоваться также для факультативных занятий учащихся старших классов средней школы.

Рецензенты: профессор Л. И. Сарычева,
канд. физ.-мат. наук Н. П. Ильина.



СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	5
------------------	---

Ч. 1. Общая часть

1.1. Магнитосфера и радиационные пояса Земли	8
1.2. Научная аппаратура ИСЗ « <i>Университетский-Татьяна</i> »	44
1.3. Космофизические данные в Интернете.....	50

Ч. 2. Задачи практикума

2.1. Наблюдения радиационных поясов на высотах 400÷1000 км.....	62
2.2. Потoki захваченных частиц в области Южно-Атлантической аномалии	70
2.3. Солнечные космические лучи	84
2.4. Солнечный ветер в гелиосфере	92
2.5. Ультрафиолетовое излучение ночной атмосферы Земли.....	106
2.6. Вычисление амплитуды второй зональной гармоники гравитационного поля Земли	134
2.7. Вариации относительной плотности атмосферы на орбите спутника	160
2.8. Вычисление проекции кеплеровской орбиты спутника на географическую карту Земли	166
Словарь терминов.....	171
Список основных математических символов.....	181

Предисловие

Космос является сложной динамической системой и практически неисчерпаемой естественной лабораторией, в которой протекают различные физические процессы. Цель нашего проекта – перебросить мостики между российским образованием, как высшим, так и средним, и современной космической наукой.

Основными задачами предлагаемого «Космического практикума» является знакомство с важнейшими физическими явлениями в околоземном космическом пространстве, а также обучение основным методам работы с данными, получаемыми на искусственных спутниках Земли (ИСЗ). Студенты и школьники, выбравшие для себя путь исследований в области космических наук, получают в нашем практикуме живое представление о проблемах получения космической информации, научатся работать с ней в режиме реального времени.

Задачи нашего практикума базируются, в основном, на данных первого отечественного университетского микроспутника «*Университетский – Татьяна*», запущенного 20 января 2005 г. с космодрома «Плесецк» и предназначенного для мониторинга физических условий в космическом пространстве. Комплекс приборов, установленный на этом ИСЗ, создан учёными, студентами и аспирантами МГУ.

Наш спутник был выведен на полярную орбиту с высотой ~ 1000 км и наклоном 83°. Такие спутники имеют ряд важных достоинств и широко используются в космических исследованиях. Они позволяют наблюдать глобальную картину: в отличие от высокоэллиптических спутников, которые пересекают пояса за 3÷5 часов с интервалом ~ суток, низковысотные спутники просматривают радиационные пояса за десятки минут и делают это ~ 30 раз за сутки. При достаточно боль-

шом наклонении, спутник пересекает все основные области магнитосферы Земли: радиационные пояса, авроральную зону и полярные шапки. Поэтому такие спутники наиболее благоприятны для учебных целей, особенно для первого знакомства с космической физикой.

Одна из основных целей исследования космоса – это получение новых знаний, моделирование и прогнозирование состояния крайне изменчивого космического окружения нашей планеты, дистанционное зондирование атмосферы и земной поверхности.

Современная космическая наука многогранна и включает много актуальных направлений. В первом издании «Космического практикума» мы ограничиваемся лишь тремя из них. Это: радиационное окружение Земли, воздействие излучений на атмосферу и проблемы навигации космических аппаратов.

Аппаратура спутника позволяет решать и многие другие научные задачи, которые, по мере накопления экспериментальных данных и их осмысления, будут адаптироваться для учебных целей и войдут в последующие издания «Космического практикума». К таким задачам относятся, прежде всего, подробное изучение динамики радиационных поясов Земли и магнитосферы во время геомагнитных бурь и солнечных вспышек, вспышечные явления в полярных шапках и проникновение в магнитосферу солнечных космических лучей, изучение механизмов инжекции заряженных частиц в геомагнитную ловушку, полярных сияний и других свечений атмосферы, вызываемых потоками заряженных частиц, изучение грозовых явлений, метеоров, различных проявлений наземной деятельности людей и другие важные задачи.

Для выполнения задач нашего практикума данные ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» о потоках частиц различных энергий и ультрафиолетового излучения, привязанные к координатам и времени, пред-

ставлены на сайте <http://cosmos.msu.ru> (в разделе «Космический практикум»). Описания конкретных задач нашего практикума представлены во второй части данного пособия.

Но прежде, чем приступать к их выполнению, необходимо изучить первую часть книги, в которой изложены современные научные представления о магнитных полях и плазменных структурах в околоземном космическом пространстве, рассмотрена методика измерений и обработки экспериментальных данных, приведены основные характеристики приборов на ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» и рассмотрены данные других космофизических экспериментов, представленные в Интернете. Краткие формулировки основных понятий и пояснения важнейших терминов, которые используются на протяжении всей книги, можно найти в заключительном разделе («Словарь терминов»). Там же приводится список основных математических символов.

Задачи нашего практикума достаточно универсальны и могут использоваться для обучения студентов физических специальностей университетов и других ВУЗов. Эти задачи относятся к курсам общей физики («Механика», «Электричество и магнетизм», «Оптика», «Атомная физика» и «Ядерная физика»), курсам теоретической физики («Электродинамика» и «Статистическая физика»), могут использоваться в спецкурсах по физике плазмы, астрофизике и геофизике. Эти задачи могут использоваться, в том или ином объёме, и для факультативных занятий учащихся старших классов средней школы.

Руководитель проекта,
директор НИИЯФ МГУ, профессор *М.И. Панасюк*

Руководитель образовательной программы проекта,
зам. директора НИИЯФ МГУ *В. В. Радченко*

МАГНИТОСФЕРА И РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА ЗЕМЛИ

А. С. Ковтюх (kovtyukh@srd.sinp.msu.ru)

Измерения потоков космических излучений на ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» проведены в магнитосфере Земли и для выполнения задач нашего практикума необходимо, прежде всего, иметь представление об этой области космического пространства.

1. Магнитосфера Земли

Земная магнитосфера формируется в результате взаимодействия геомагнитного поля с потоками замагниченной горячей плазмы – **солнечным ветром**, – которые испускаются Солнцем наряду с электромагнитными излучениями. Солнечный ветер состоит в основном из протонов и электронов. На орбите Земли солнечный ветер имеет концентрацию $\sim 5\div 20 \text{ см}^{-3}$, регулярную скорость $\sim 100\div 1000 \text{ км/с}$ и температуру $\sim 10\div 40 \text{ эВ}$.

Солнечный ветер обтекает магнитное поле планеты, загоняя его в некую полость – **магнитосферу**, которая напоминает по форме комету. Общий вид магнитосферы Земли представлен на рис. 1.

Скорости направленных от Солнца потоков заряженных частиц намного превышают скорости звуковых волн в плазме и, следовательно, при встрече солнечного ветра с препятствием образуется стоячая **ударная волна**. В переходной между ударной волной и магнитопаузой области (**магнитошице**) плазма турбулизована.

Внешняя граница магнитосферы (**магнитопауза**) отделяет область регулярного магнитного поля планеты от турбулентной области (магнитошица). По порядку величины положение магнитопаузы определяется балансом давления солнечного ветра ($\rho v^2/2$) и

локального давления магнитного поля планеты ($B^2/8\pi$). Более точно эта величина определяется токовыми системами на магнитопаузе и внутри магнитосферы.

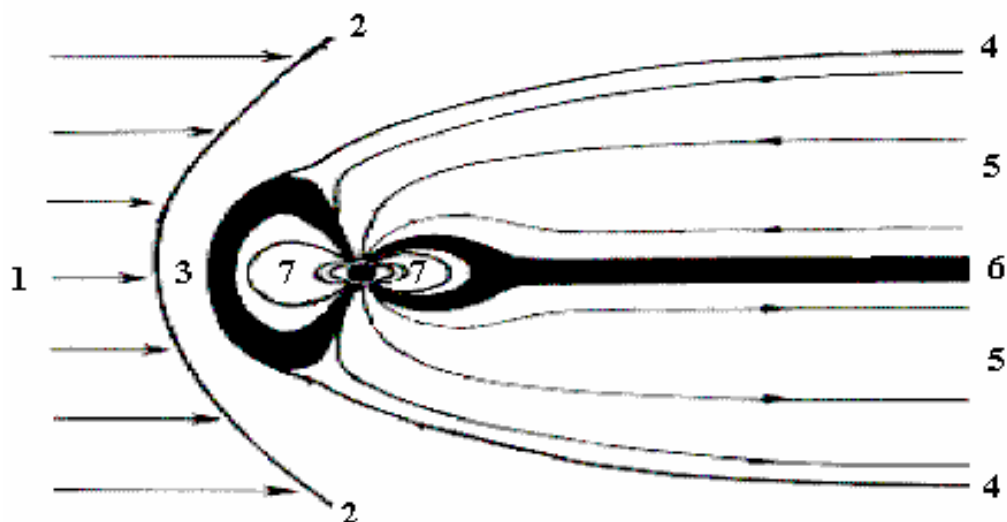


Рис. 1. Схематическое изображение магнитосферы Земли: 1 – солнечный ветер, 2 – ударная волна, 3 – переходная область, 4 – магнитопауза, 5 – доли магнитосферного хвоста, 6 – плазменный слой, 7 – геомагнитная ловушка, заполненная частицами радиационных поясов и кольцевого тока. Тонкими линиями внутри магнитосферы показаны магнитные силовые линии. Геомагнитный диполь лежит в плоскости рисунка и перпендикулярен направлению солнечного ветра.

Поскольку геомагнитное поле вращается вместе с планетой, конфигурация каждой из высокоширотных силовых линий непрерывно изменяется. В стационарных условиях это строго периодический процесс, характер которого определяется направлением компоненты межпланетного магнитного поля (ММП), перпендикулярной к плоскости эклиптики. Если она направлена на север, то пересо-

единения межпланетного и геомагнитного полей не происходит; в этом случае все силовые линии магнитного поля Земли замкнуты (закрытая магнитосфера). В противном случае высокоширотные силовые линии магнитного поля Земли (точнее, силовые линии, прилегающие к магнитопаузе) могут пересоединяться с ММП и в ходе суточного вращения Земли трансформируются от замкнутых квазидипольных в утренние часы к разомкнутым и вытянутым в хвост магнитосферы в вечерние и ночные часы (открытая магнитосфера).

На дневной стороне внешняя граница магнитосферы имеет форму параболоида вращения с вершиной в подсолнечной – лобовой – точке, которая отстоит от Земли на $70\div 80$ тыс. км ($10\div 12 R_E$) в спокойные периоды (R_E – радиус Земли). Через воронкообразные зазоры между магнитными силовыми линиями в лобовой части магнитопаузы и силовыми линиями хвоста, – **полярные каспы** – возможно прямое проникновение солнечной плазмы в магнитосферу.

На ночной стороне магнитосфера имеет квазицилиндрический хвост диаметром $100\div 200$ тыс. км, образованный сильно вытянутыми в сторону от Солнца высокоширотными силовыми линиями геомагнитного поля. Протяжённость магнитосферного хвоста достигает нескольких миллионов км (этот хвост простирается за орбиту Луны).

Магнитосферный хвост состоит из двух симметричных долей с почти однородным магнитным полем в каждой из них. В южной доле хвоста магнитные силовые линии направлены от Земли, в северной – к Земле. Доли магнитосферного хвоста проецируются (вдоль магнитных силовых линий) на поверхность Земли в области **полярных шапок**, центры которых совпадают с магнитными полюсами. В эти области возможно прямое проникновение достаточно энергичных солнечных протонов (а также α -частиц и других атомных ядер), ко-

которые относятся к **солнечным космическим лучам** (СКЛ). Чем выше энергия частиц СКЛ, тем на более низкие широты они проникают (зона наблюдения СКЛ расширяется по геомагнитной широте).

Доли магнитосферного хвоста разделены (примерно в плоскости эклиптики) слоем горячей плазмы (с температурой $\sim 4\div 15$ кэВ) толщину $\sim 0.5\div 3 R_E$ – **плазменным слоем** (ПС) магнитосферного хвоста. Проекция этого слоя на ионосферу (вдоль магнитных силовых линий) соответствует широтам полярных сияний. В удалённых от Земли областях ПС основным источником частиц является солнечный ветер, а в ближней его части ионосферный источник конкурирует с солнечным. Магнитосферный хвост был предсказан Дж. Пиддингтоном в 1960 г. и открыт Н. Нессом (США) в 1964 г., а плазменный слой хвоста был открыт К. И. Грингаузом (Россия) в 1961 г.

В сердцевине магнитосферы магнитное поле имеет близкую к дипольной конфигурацию. Заряженные частицы не слишком большой энергии могут длительное время удерживаться здесь на замкнутых траекториях, т. е. эта область является зоной захваченной радиации (**геомагнитная ловушка**). Эта область заполнена частицами **радиационных поясов** (РП) и **кольцевого тока** (КТ), а также холодной ионосферной плазмой, входящей в состав **плазмосферы**, и атмосферными атомами, входящими в состав атмосферной геокороны (**экзосфера**). Со стороны магнитосферного хвоста к геомагнитной ловушке примыкает ПС, который является основным непосредственным поставщиком частиц РП и КТ (см. рис. 1).

РП имеют форму тороида («бублика») с осью симметрии, примерно совпадающей с осью геомагнитного диполя. Они состоят в основном из захваченных электронов и протонов с энергией от ~ 100 кэВ до нескольких сотен МэВ. Ядра и ионы гелия, кислорода и других элементов с $Z > 1$ составляют в РП незначительные – поряд-

ка нескольких процентов – добавки. РП были открыты в экспериментах на ИСЗ в 1958 г. Внутренний пояс открыт в экспериментах на ИСЗ «*Explorer-1*» и *Explorer-3*», проводившихся под руководством Дж. Ван Аллена (США). Внешний электронный пояс открыт в экспериментах на 3-м советском корабле-спутнике (май 1958 г.), проводившихся под руководством С. Н. Вернова и А. Е. Чудакова в НИИЯФ МГУ. Поскольку изучению РП посвящена большая часть задач нашего практикума, эта структура будет подробно рассмотрена в отдельном разделе (см. ниже).

Следующей важнейшей составляющей магнитосферы является кольцевой ток. КТ лежит в основе механизма геомагнитных бурь. Он был предсказан теоретически задолго до начала эры космических полётов (С. Чепмен и В. Ферраро, 1933). Во время геомагнитных бурь горизонтальная составляющая напряжённости магнитного поля на низких и средних широтах (и на всех долготах) понижается (на $\sim 0.1 \div 1\%$). В соответствии с законом Ампера, это отвечает циркулирующему вокруг Земли замкнутому электрическому току, направленному на запад. На **главной фазе бури**, которая продолжается $\sim 1 \div 10$ ч, КТ постепенно усиливается, а на **фазе восстановления бури**, которая продолжается от нескольких десятков часов до нескольких десятков дней (в зависимости от силы бури), КТ затухает.

Силу этого тока принято оценивать по величине индекса D_{st} , в котором отражается магнитный эффект КТ (а также токов в магнитосферном хвосте и на границе магнитосферы). Согласно современной классификации, бури с $\max |D_{st}| < 50$ нТл – слабые, $50 \div 100$ нТл – умеренные и > 100 нТл – сильные. Во время гигантских бурь D_{st} понижается до $-250 \div 600$ нТл. Основной вклад в среднегодовые значения геомагнитной активности, особенно в годы спокойного

Солнца, вносят бури, связанные с модуляцией скорости и давления солнечного ветра. Геомагнитные бури могут вызываться также вспышками на Солнце и рекуррентными потоками солнечного ветра из корональных дыр.

Усиление КТ приводит к ослаблению (депрессии) магнитного поля в сердцевине геомагнитной ловушки. При этом ионосферные токовые системы и полярные сияния усиливаются и опускаются на меньшие геомагнитные широты (λ), резко увеличиваются потоки высыпающихся частиц и на $\lambda \sim 55\div 60^\circ$ зажигаются красные дуги.

Наиболее мощные бури, которые наблюдаются один раз за несколько столетий, понижают магнитное поле на экваторе на $\sim 3\%$ и полярные сияния могут наблюдаться на $\lambda \sim 50^\circ$; при этом внутренняя граница геомагнитного хвоста приближается к Земле до $\sim 2.5 R_E$ и размеры геомагнитной ловушки уменьшаются в ~ 4 раза. Во время уникально мощных бурь, раз в несколько тысячелетий, полярные сияния наблюдались в Риме и Пекине, что отражено в исторических хрониках.

По наблюдениям вариаций магнитного поля на низких и средних геомагнитных широтах во время бурь С. Чепмен и В. Ферраро, а также их последователи, построили модели, которые описывали пространственное распределение и силу гипотетического кольцевого тока (от $\sim 10^5$ А в спокойные периоды до $\sim 10^7$ А во время бурь). Эти распределения приходились на ту область космического пространства, в которой были обнаружены РП. Поэтому сразу после открытия поясов предпринимались попытки отождествить их с КТ. Физически это вполне правомерно, поскольку электроны РП дрейфуют на восток, а протоны и другие ионы – на запад и, следовательно, РП действительно представляют собой направленный на запад кольце-

вой ток. Однако потоки захваченных частиц с энергией больше нескольких сотен $kэВ$ уменьшаются во время бурь (исключение представляют электроны, особенно релятивистские, но вклад их в КТ не превышает 10÷20%). Загадка КТ прояснилась только после открытия в 1967 г. Л. Франком (США) пояса частиц с $E < 100 kэВ$.

В настоящее время к КТ принято относить только захваченные в геомагнитную ловушку заряженные частицы с $E/Q_i \sim 20 \div 200 kэВ$ (Q_i – заряд частицы по отношению к заряду электрона). В начале бури в КТ сосредоточена почти вся энергия плазмы, удерживаемой геомагнитной ловушкой, причём основной вклад в эту энергию вносят ионы (вклад электронов значительно меньше). КТ принципиально отличается от РП по ионному составу: состав частиц РП близок к среднему составу солнечного ветра, а КТ обогащён ионами кислорода, азота и других элементов, распространенных в атмосфере Земли и практически отсутствующих в гелиосфере. Во время достаточно мощных бурь доля ионов кислорода в КТ приближается к доле протонов или даже превышает её.

В начале бури частицы КТ инжектируются в геомагнитную ловушку из ПС. К концу бури КТ затухает в результате взаимодействия его частиц с частицами плазмосферы и экзосферы (ионизационные потери), а также с электромагнитными волнами (плазменная неустойчивость КТ). Эти процессы ограничивают и потоки частиц РП.

Верхняя граница земной атмосферы условно полагается обычно на высоте 100 км, где атмосферное давление составляет $\sim 10^{-6}$ от давления на уровне моря. Но некоторые, наиболее энергичные, атомы достигают и гораздо больших высот, заполняя всю геомагнитную ловушку и составляя **экзосферу**. С ростом высоты концентрация атмосферных атомов уменьшается по экспоненциальному закону, причём показатель экспоненты тем больше, чем больше

масса атомов. Поэтому на высотах, превышающих нескольких тысяч км, основной вклад в эту концентрацию вносят атомы водорода и у внешней границы ловушки (на высоте ~ 40 тыс. км) концентрация водорода составляет всего ~ 50 см^{-3} . Это очень малая величина по сравнению с плотностью атмосферы на уровне моря (~ $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), но по сравнению с концентрацией частиц РП (~ 1 см^{-3}) и КТ (~ $1 \div 10 \text{ см}^{-3}$) она довольно значительна.

Плазмосфера является непосредственным продолжением ионосферы в космическое пространство (вдоль силовых линий магнитного поля). Она имеет форму несимметричного сфероида с резкой внешней границей – **плазмопаузой**. В экваториальной плоскости плазмопауза отстоит от центра Земли на 20÷40 тыс км. Положение плазмопаузы зависит от местного времени (LT): плазмосфера имеет выпуклость в вечерние и послеполуденные часы LT. Концентрация холодной плазмы (с температурой ~ $0.1 \div 1 \text{ эВ}$) внутри плазмосферы плавно понижается с увеличением высоты (в экваториальной плоскости – от ~ $10^4 \div 10^5 \text{ см}^{-3}$ до ~ 10^2 см^{-3}) и скачком уменьшается до ~ $0.1 \div 1 \text{ см}^{-3}$ на плазмопаузе. Эта плазма «вморожена» в магнитное поле и вращается с Землёй как единое целое. Плазмопауза примерно совпадает с внутренней кромкой КТ; во время главной фазы бурь они приближаются к Земле. Плазмосфера и плазмопауза были открыты К. И. Грингаузом (Россия, 1960 г.).

Горячая магнитосферная плазма генерирует разнообразные волны (электромагнитные, гидромагнитные, магнитозвуковые, лэнгмюровские и др.), которые наблюдаются в очень широких диапазонах частот (от десятых долей МГц до десятков МГц) и длин волн (от нескольких см до тысяч км). Эти волны играют очень важную роль в динамике КТ и РП, о чём уже говорилось, а также во многих

других магнитосферных явлениях.

Большую роль в динамике горячей магнитосферной плазмы играют также различные турбулентные механизмы, которые при благоприятных условиях могут перекачивать свободную энергию плазмы в направленные вдоль магнитных силовых линий пучки энергичных частиц. Эти механизмы очень важны для авроральной области (пучки электронов с энергией до ~ 10 кэВ порождают полярные сияния) и различных пограничных областей (слоёв) магнитосферы.

Одной из основных проблем современной физики магнитосферы является проблема **суббури** – глобального нелинейного взрывного процесса продолжительностью $\sim 1\div 2$ ч, переводящего магнитосферу в новое состояние с минимумом свободной энергии (естественная катастрофа). Суббуревая активность магнитосферы сильно зависит от направления и скорости изменений ММП, но возможны и спонтанные суббури. Во время суббурь усиливаются ионосферные токи, кольцевой ток, а также связывающие их вдоль силовых линий биркеландовские токи. Наземные возмущения магнитного поля на широтах авроральной зоны во время суббурь в ~ 10 раз больше, чем на экваторе, и составляют $\sim 0.5\div 3\%$ от стационарных значений поля. По-видимому, процессы такого типа универсальны для большинства замагниченных астрофизических объектов.

Благодаря бетатронному ускорению и некоторым другим, более сложным механизмам магнитосфера Земли является мощным и очень эффективным ускорителем частиц.

Физика магнитосферы – одна из наиболее перспективных и быстро развивающихся областей современной науки. Проблемы, решаемые в физике магнитосферы, имеют прямое отношение как к физике плазмы и геофизике, так и к физике многих активных астрономических объектов (от обычных звезд до пульсаров).

Обратимся теперь к более подробному рассмотрению важнейшей составляющей магнитосферы – радиационным поясам, для измерения потоков которых предназначена большая часть научной аппаратуры ИСЗ «*Университетский-Татьяна*».

2. Радиационные пояса Земли

Интенсивности потоков частиц в РП зависят от энергии частиц, направления скорости частиц по отношению к магнитному полю (питч-угла) и координат точки наблюдения, а также от уровня и характера геомагнитной и солнечной активности.

На рис. 2 приведено пространственное распределение протонов, а на рис. 3 – электронов РП по данным экспериментов НИИЯФ МГУ на ИСЗ серии «*Электрон*». Для большей наглядности РП представлены изолиниями (линиями равной интенсивности) потоков протонов и электронов в различных меридиональных плоскостях. По оси L , лежащей в плоскости геомагнитного экватора, отложены расстояния до центра Земли (в R_E), изображённой в виде окружности.

Из этих рисунков видно, что РП располагаются на высотах от нескольких сотен до 50÷70 тыс. км. Сердцевина и внешняя граница РП дальше всего удалены от Земли в районе экватора, а на больших широтах они спускаются на меньшие высоты (в соответствии с ходом магнитных силовых линий).

Чтобы понять пространственно-энергетическую структуру и динамику РП, в первую очередь нужно рассмотреть особенности движения заряженных частиц в геомагнитной ловушке.

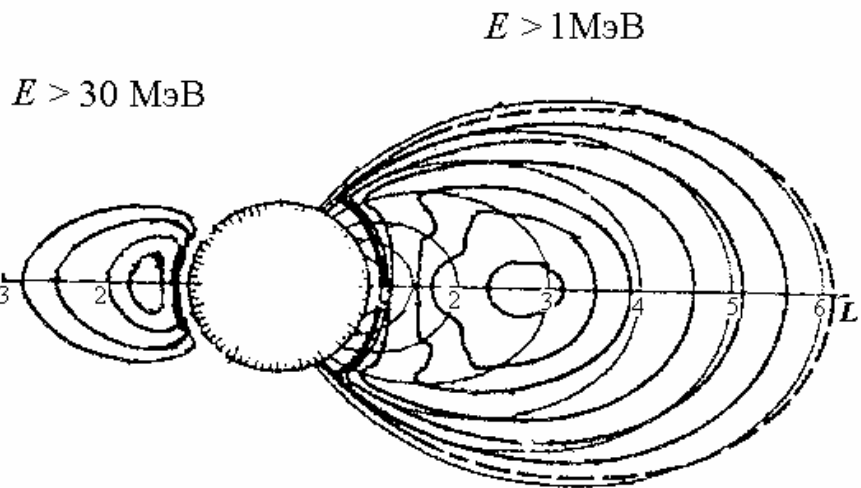


Рис. 2. Изолинии потоков протонов с $E > 30 \text{ МэВ}$ (слева) и $E > 1 \text{ МэВ}$ (справа) в меридиональных сечениях РП по данным ИСЗ «Электрон». Для протонов с $E > 30 \text{ МэВ}$ приведены изолинии $J = 10^2 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (самая внешняя), 10^3 , 10^4 и $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (самая внутренняя), а для протонов с $E > 1 \text{ МэВ}$ – изолинии $J = 10^2 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (самая внешняя), 10^3 , 10^4 , 10^5 , 10^6 , $3 \cdot 10^6$ и $10^7 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (самая внутренняя). Тонкими линиями в правой части рисунка нанесены силовые линии магнитного поля.

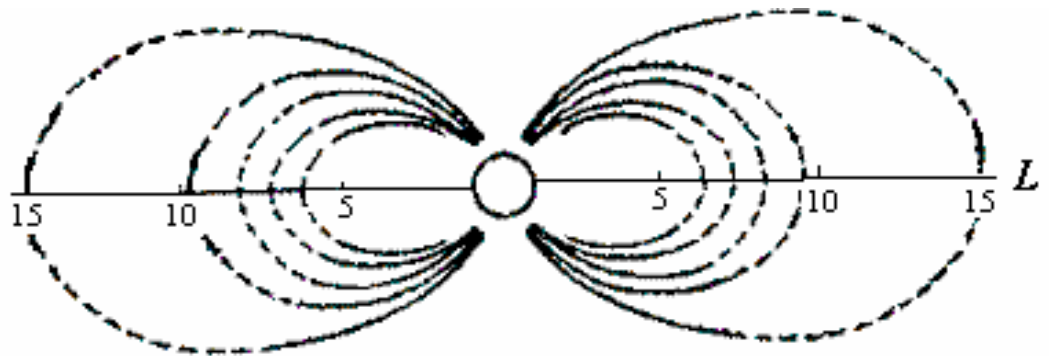


Рис. 3. Изолинии потоков электронов с $E > 150 \text{ кэВ}$ в утреннем (слева) и вечернем (справа) меридиональных сечениях внешнего РП по данным ИСЗ серии «Электрон»: $J = 10^1 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (самая внешняя), 10^5 , 10^6 , $3 \cdot 10^6$ и $10^7 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (самая внутренняя). На $L > 10$ располагается зона неустойчивой радиации (область квазизахвата).

2.1. Движение частиц, захваченных геомагнитной ловушкой

При движении заряженной частицы в магнитном поле её траектория искривляется под действием силы Лоренца, которая тем больше, чем больше магнитное поле и скорость частицы. Эта сила всегда перпендикулярна как к магнитному полю, так и к скорости частицы. Она не производит работы и, следовательно, в стационарном магнитном поле любой конфигурации величина скорости и кинетической энергии частицы не меняются. Траектории захваченных частиц имеют вид спирали, витки которой сжимаются и сближаются между собой по мере увеличения локальной индукции поля и при достаточно большой величине локальной индукции (B_m) частица отражается назад, к экваториальной плоскости (см. рис. 4).

Центр витка этой спирали (мгновенный центр вращения) называется **ведущим центром**, время прохождения частицей одного витка спирали – ларморовским периодом или **гиропериодом** (обратная величина – ларморовской частотой или **гирочастотой**), радиус кривизны спирали – ларморовским радиусом или **гирорадиусом**. Гирочастота не зависит от энергии частицы, прямо пропорциональна индукции поля и заряду частицы и обратно пропорциональна её массе. Гирорадиус прямо пропорционален импульсу частицы и обратно пропорционален заряду частицы и индукции поля.

Ведущий центр частицы качается вдоль силовой линии магнитного поля, отражаясь (меняя направление своего движения) в так называемых **зеркальных точках**. Положение этих точек симметрично относительно плоскости геомагнитного экватора и зависит только от **экваториального питч-угла** α_0 частицы – угла между векторами магнитного поля и скорости частицы в вершине силовой линии: $B_m = B_0/\sin^2\alpha_0$, где B_m – индукция поля в точке отражения

частиц, а B_0 – в вершине той же силовой линии (в экваториальной плоскости). Отношение B_m/B_0 не зависит от энергии, массы и заряда частицы и называется **пробочным отношением**. По мере приближения частицы к зеркальной точке угол α между векторами магнитного поля и скорости частицы (**локальный питч-угол**) увеличивается и в момент отражения достигает 90° .

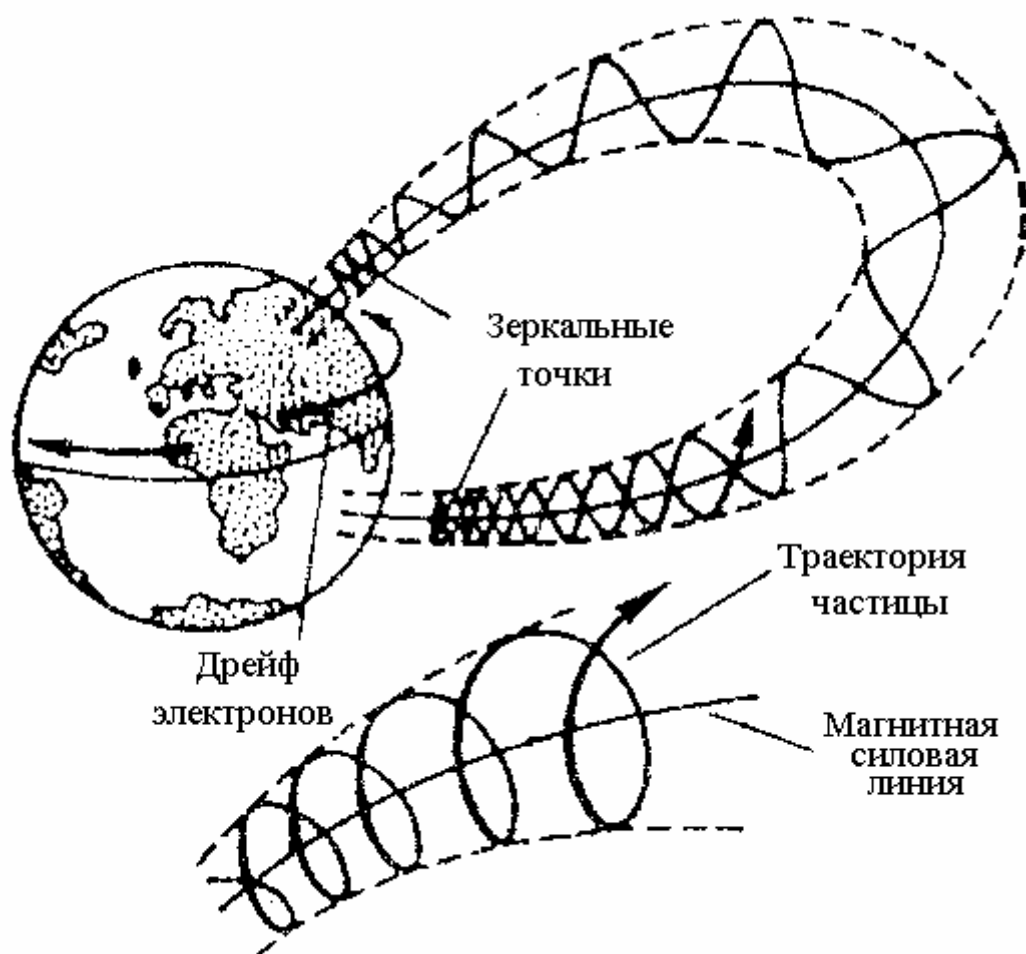


Рис. 4. Силовая линия геомагнитной ловушки и траектория захваченной частицы.

Траектории частиц с $\alpha_0 = 90^\circ$ лежат в плоскости геомагнитного

экватора, а по мере уменьшения α_0 зеркальные точки приближаются к Земле и при достаточно малых α_0 (**конус потерь**) частица гибнет в верхних слоях атмосферы.

Частота осцилляций частиц вдоль магнитных силовых линий пропорциональна их скорости и слабо (в пределах фактора 2) зависит от α_0 .

Кроме ларморовского вращения и качаний вдоль силовых линий, в движении частиц в геомагнитной ловушке проявляется ещё одна периодичность. Из-за неоднородности поля на более близких к Земле участках траектория частицы имеет бóльшую кривизну. В результате этого ведущий центр частицы постепенно смещается по долготе (дрейфует вокруг Земли). Протоны и другие положительные ионы дрейфуют на запад, электроны – на восток. Чем больше кинетическая энергия частицы и чем дальше она от Земли, тем меньше период её дрейфа вокруг Земли.

Таким образом, характерной особенностью движение заряженных частиц в геомагнитной ловушке является тройная периодичность: каждую захваченную частицу можно рассматривать как быстро крутящийся ларморовский волчок, который, плавно покачиваясь вдоль силовых линий, периодически оборачивается вокруг Земли.

Гиропериоды частиц РП в экваториальной плоскости составляют $\sim 10 \div 10^3$ мкс для электронов и $\sim 10 \div 10^3$ мс для протонов (с увеличением широты эти значения уменьшаются в десятки-сотни раз). Периоды качаний частиц РП вдоль силовых линий магнитного поля составляют $\sim 0.1 \div 1$ с для электронов и $\sim 0.5 \div 50$ с для протонов. Периоды азимутального дрейфа частиц РП вокруг Земли не зависят от массы частиц и составляют $\sim 0.1 \div 500$ мин (для большинства частиц

РП этот период приходится на интервал $\sim 1 \div 10$ мин).

Каждому из этих периодических движений отвечает свой **адиабатический инвариант**: μ – магнитный поток через ларморовскую окружность, I – интеграл продольного действия и Φ – магнитный поток, охватываемый дрейфовой траекторией частицы.

Частицы с разными E и α_0 , инжектированные в какой-то точке ловушки, постепенно заселяют замкнутую тороидальную поверхность – **дрейфовую оболочку**. Меридиональное сечение этой оболочки совпадает с силовыми линиями магнитного поля, а экваториальное – с линиями постоянной индукции поля (в дипольном поле это окружности). Поэтому экспериментальные распределения частиц РП наиболее просто и естественно систематизируются в координатах $\{L, B\}$ Мак-Илвайна: L – параметр дрейфовой оболочки, B – локальная индукция магнитного поля. Для дипольного магнитного поля, которым описывается бóльшая часть (сердцевина) геомагнитной ловушки, L – расстояние от вершин силовых линий до центра Земли в земных радиусах (безразмерная величина).

В заключение этого раздела отметим следующее. Поскольку траектория заряженной частицы в магнитном поле всегда искривлена, по теории Максвелла-Лоренца она излучает электромагнитные волны и, следовательно, теряет энергию. Для нерелятивистских частиц такое излучение называется магнито-тормозным, а для релятивистских – синхротронным (в астрофизике по этим излучениям оценивают величину магнитного поля в источнике). Поэтому утверждения, что сила Лоренца строго перпендикулярна скорости частицы и не меняет её энергию, положенные в основу анализа в этом разделе, приближительны. Однако расчёты с учётом потерь энергии частиц РП на магнито-тормозное (синхротронное) излучение не ме-

няют рассмотренного здесь характера движения частиц. Для частиц РП гораздо большее значение имеют другие механизмы потерь, которые рассматриваются в следующем разделе.

2.2. Механизмы потерь частиц радиационных поясов Земли

Основной механизм потерь протонов и других ионов РП – ионизационные потери в результате взаимодействий с атомами и холодной плазмой, приходящими в магнитосферу из атмосферы и из верхних слоёв ионосферы. При столкновениях с атомами ионы РП не только теряют свою энергию, но могут перезаряжаться. Так, протон РП может захватить атомарный электрон и, превратившись в быстрый нейтральный атом водорода, покинуть ловушку. Для ионов с энергией от нескольких десятков до нескольких сотен $kэВ$, которые относятся к КТ и началу спектра частиц РП, перезарядка на атомах играет более важную роль, чем кулоновское торможение.

В потери электронов РП кроме ионизационных потерь большой вклад вносит циклотронная неустойчивость поясов, которая приводит к питч-угловой диффузии частиц. При этом потоки изотропизируются и часть электронов высыпается в атмосферу. Такие процессы развиваются в результате взаимодействия электронов с электромагнитными циклотронными волнами, частоты которых близки к гирочастотам электронов и которые представляют собой поперечные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль силовых линий магнитного поля. Во время бурь циклотронная неустойчивость важна и для РП протонов (и других ионов).

Механизм генерации циклотронных волн нетрудно понять из общих физических соображений. Поскольку заряженные частицы движутся в магнитном поле по искривлённым траекториям, они непрерывно излучают электромагнитные волны. Благодаря независимо-

сти гиропериода частиц от их энергии, в геомагнитной ловушке могут реализоваться благоприятные условия для когерентности электромагнитных волн, излучаемых отдельными заряженными частицами одного вида (**магнитосферный мазер**). Циклотронные волны генерируются частицами в некотором узком интервале энергии, отвечающем резонансу частиц с волнами, а взаимодействовать с отдачей энергии эти волны могут с частицами того же вида на данной силовой линии в очень широком диапазоне энергии выше пороговой. РП непрерывно генерирует такие волны и стремится поддерживать с ними динамическое равновесие.

Отметим, что циклотронная неустойчивость РП связана с *коллективными* (плазменными) процессами, которые сильно зависят как от концентраций и состава частиц в ловушке, так и от распределений частиц РП по pitch-углам и энергии. Магнито-тормозное (синхротронное) излучение, упоминавшееся в предыдущем разделе, связано, напротив, с *индивидуальными* частицами.

С циклотронными волнами связан **зазор** между внутренним и внешним РП электронов. Глубина этого зазора максимальна для частиц с энергией в несколько сотен кэВ и уменьшается при меньших и больших энергиях. Этот зазор локализован в той области геомагнитной ловушки, где концентрация холодной плазмы резко падает (**плазмопауза** или колено Грингауза-Карпентера). Благодаря этому, здесь реализуются наиболее благоприятные условия для генерации циклотронных волн, и резко увеличивается высыпание электронов РП в атмосферу. Во время магнитных бурь, в результате быстрой инжекции частиц, этот зазор смещается к Земле и глубина его уменьшается (во время достаточно мощных бурь он может полностью заполняться частицами и на некоторое время исчезать).

Интересно отметить, что волны, влияющие на движение элек-

тронов и приводящие к высыпанию их из РП могут генерироваться также при грозových разрядах, излучающих электромагнитные волны в широком диапазоне частот («свистящие атмосферники»), или при работе мощных передатчиков электромагнитной энергии (радиолокаторов, теле- и радиостанций). Часть этих волн может проникать в магнитосферу (по ионосферному волноводу) и модифицироваться в циклотронные волны.

Ещё один механизм потерь частиц РП связан с тем, что на высотах ~ 1000 км и ниже в геомагнитном поле наблюдаются значительные аномалии, из которых особенно выделяется отрицательная Южно-Атлантическая аномалия (она разделяется на Бразильскую и Кейптаунскую). Над этой областью нашей планеты дрейфовые оболочки с $L < 1.2$ опускаются в плотные слои атмосферы, что приводит к резкому усилению ионизационных потерь частиц (для частиц с малыми α_0 влияние отрицательных аномалий простирается гораздо дальше по L , до $L \sim 4 \div 5$). Поскольку электроны дрейфуют на восток, потоки их понижаются от западного к восточному краю Южно-Атлантической аномалии, а для протонов и других положительных ионов, дрейфующих на запад, над аномалией наблюдается противоположный ход потоков (эффект «дворника»).

Указанные механизмы потерь задают времена жизни частиц РП в диапазоне от нескольких часов до сотен лет (в зависимости от L , вида частиц, их энергии, питч-угла, уровня геомагнитной активности и некоторых других факторов).

2.3. Источники частиц радиационных поясов Земли

До начала космических полётов полагалось, что накопление в геомагнитной ловушке значительного количества энергичных частиц невозможно. Такое представление было основано на теории движе-

ния заряженных частиц в дипольном магнитном поле (теории Штёрмера) и учитывало возможные потери энергии частиц. Поэтому открытие РП Земли было большой неожиданностью.

В теории Штёрмера показано, что траектории частиц, захваченных дипольной ловушкой, устойчивы: в стационарных условиях частицы не слишком большой энергии могут длительное время удерживаться на замкнутых траекториях (при этом полагается, что потерями энергии частиц можно пренебречь). С другой стороны, в этой теории показано, что заряженные частицы любых энергий, налетающие на магнитный диполь с больших расстояний, отражаются и уходят на бесконечность, т. е. стационарная дипольная ловушка не может захватить частицы извне.

Этот запрет можно обойти двумя путями: инжектировать заряженные частицы с торцов ловушки вдоль магнитного поля или заполнять ловушку нейтральными частицами и затем ионизовать их. Такие способы успешно применяются в лабораторных экспериментах с магнитными ловушками. В активных космических экспериментах с электронными пучками, инжектированных с малых высот вверх вдоль магнитного поля, также наблюдался захват этих частиц в геомагнитную ловушку.

Во время магнитных активизаций на широтах $\sim 67\div 70^\circ$ генерируются направленные к Земле (вдоль магнитных силовых линий) пучки электронов с энергией до $\sim 10\div 20$ кэВ, которые вызывают полярные сияния в оптическом диапазоне, и противоположно направленные пучки протонов и других ионов ионосферного происхождения, ускоренные до таких же энергий. Частицы ионных пучков захватываются в геомагнитную ловушку и, благодаря последующему ускорению в ловушке до ~ 100 кэВ вносят существенный вклад в КТ. Однако такие явления не могут служить источником частиц РП,

энергии которых превышают 100 кэВ и достигают сотен МэВ .

Из двух указанных возможностей заполнения стационарной геомагнитной ловушки частицами РП остаётся только вторая: частицы таких энергий должны рождаться внутри ловушки. Такой механизм был предложен вскоре после открытия РП и называется **альбедным**. В этом механизме при взаимодействии галактических космических лучей (ГКЛ) с атмосферой генерируются (кроме всего прочего) нейтроны, часть которых попадает в геомагнитную ловушку и распадается там (β -распад); рождающиеся при этом электроны и протоны захватываются геомагнитной ловушкой и входят в состав внутреннего РП. Этот механизм вносят основной вклад в потоки протонов РП с $E > 20 \div 30 \text{ МэВ}$ на $L < 1.5$.

Однако даже на высотах до нескольких тысяч км, где эффективность альбедного механизма максимальна, наблюдаемые интенсивности, энергетические спектры, пространственные распределения и солнечно-циклические вариации потоков протонов при $E < 20 \div 30 \text{ МэВ}$ не согласуются с альбедной теорией. Ещё меньше вклад такого механизма в электронные РП: потоки электронов с $E < 0.8 \text{ МэВ}$ (энергия большинства альбедных электронов), наблюдаемые в РП, превышают возможности альбедного механизма на много порядков величины. Кроме того, в РП наблюдаются значительные потоки электронов с $E > 1 \text{ МэВ}$ (до несколько десятков МэВ), а также – потоки α -частиц и более тяжёлых ядер (все эти частицы не имеют никакого отношения к альбедо космических лучей). По современным экспериментальным данным и теоретическим расчётам альбедный механизм генерирует не более 1% всех частиц РП.

Некоторый вклад в высокоэнергичный хвост спектров протонов во внешних областях РП вносят солнечные космические лучи (СКЛ).

Но основным источником частиц РП с $E < 20 \div 30 \text{ МэВ}$ на высотах

$H > 1 \div 2$ тыс. км ($L > 1.5$) является плазма солнечного ветра (её химсостав близок к составу РП), частицы которой ускоряются в хвосте магнитосферы, захватываются в геомагнитную ловушку и ускоряются в ней до энергий РП в результате флуктуаций магнитного и электрического полей. Конкретные механизмы таких процессов и теория формирования РП рассматриваются в следующем разделе.

2.4. Теория формирования радиационных поясов Земли и их пространственно-энергетическая структура

Основным механизмом формирования РП является радиальная диффузия частиц к Земле под действием резких скачков давления солнечного ветра. Такие скачки сопровождаются смещением магнитополосы, возмущениями магнитного поля в ловушке и генерацией вихревого электрического поля, что приводит к смещениям (диффузии) частиц по L . При этом 3-й адиабатический инвариант (Φ) захваченных частиц нарушается.

Такие события называются внезапными импульсами (SC). Они регулярно наблюдаются на наземных геофизических обсерваториях в виде импульсов магнитного поля с коротким ($\sim 1 \div 3$ мин) фронтом и более продолжительным (~ 1 ч) срезом. Импульсы SC с амплитудой в несколько нТл наблюдаются практически каждый день, с амплитудой ~ 30 нТл – раз в месяц и с амплитудой > 100 нТл – раз в два года. Коэффициент диффузии пропорционален квадрату средней амплитуды SC за данный интервал времени. К радиальной диффузии приводят как положительные, так и отрицательные SC, но последние встречаются втрое реже, что, наряду с азимутальной асимметрией полей, обеспечивает преимущественное направление диффузии частиц к Земле.

Гигантские внезапные импульсы (с амплитудой до нескольких

сотен $nTл$), которые наблюдаются один раз в 10 лет, могут приводить к кардинальной перестройке поясов и даже к формированию нового пояса частиц с энергией $\sim 10 \div 100$ $MэВ$ на $L \sim 1.5 \div 2.5$, что наблюдалось в экспериментах на ИСЗ.

Для частиц малых энергий ($E < 200$ кэВ) на $L > 4$ механизм диффузии частиц под действием импульсов магнитного поля дополняется диффузией частиц под действием импульсов глобального электрического поля магнитосферы, которые возникают при резких изменениях межпланетного магнитного поля (ММП), а также при спонтанной суббуревой активности магнитосферы.

Диффундируя к Земле (в область более сильного магнитного поля), частицы испытывают бетатронное ускорение, и энергия их увеличивается в сотни раз (протоны могут ускоряться до ~ 1 $ГэВ$, а электроны – до десятков $MэВ$).

Если бы ионизационных и других потерь не было, потоки диффундирующих к Земле частиц монотонно нарастали бы по мере уменьшения L и резко обрывались бы на $L = 1$. Радиальная диффузия частиц к Земле с учётом ионизационных потерь и циклотронной неустойчивости приводит к формированию характерных радиальных профилей потоков частиц РП с одним (для протонов) или двумя (для электронов) максимумами, крутой внутренней и пологой внешней кромкой. Наиболее полная теория формирования, динамики и устойчивости РП Земли была создана в НИИЯФ МГУ Б. А. Тверским. Полученные по этой теории закономерности структуры как протонного, так и электронных РП хорошо согласуются со всем комплексом спутниковых данных.

На рис. 5 приведены радиальные профили интегральных всенаправленных потоков протонов, а на рис. 6 – электронов различных

энергий.

Эти профили получены в результате усреднения экспериментальных данных за несколько лет измерений вблизи экваториальной плоскости. При смещении точки наблюдения (вдоль магнитной силовой линии) к бóльшим широтам потоки частиц РП быстро уменьшаются (так называемый **высотный ход**). Поэтому большинство частиц РП ($\sim 80\div 90\%$) локализована вблизи экваториальной плоскости (в пределах $\pm 30^\circ$ по геомагнитной широте).

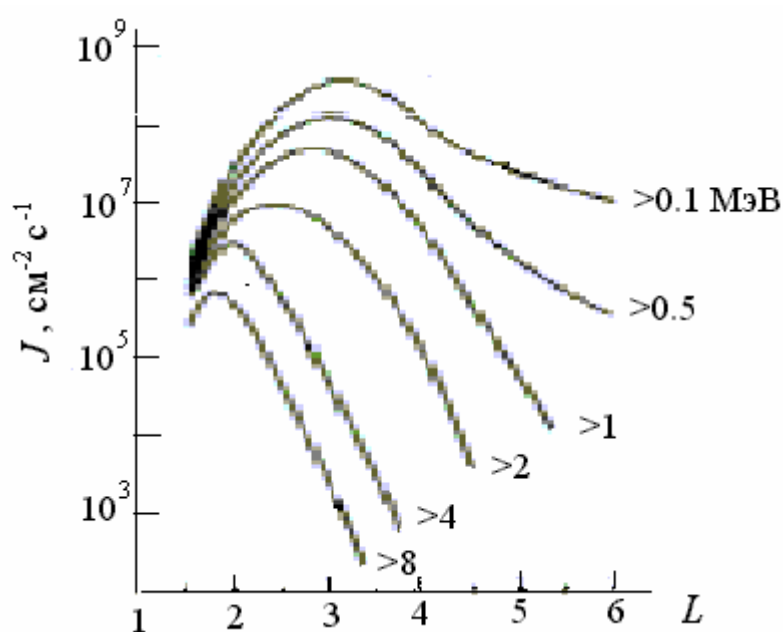


Рис. 5. Усредненные радиальные профили интегральных всенаправленных потоков протонов РП. Для каждой кривой указан нижний порог по энергии частиц (в МэВ).

Из рис. 5 видно, что по мере увеличения энергии частиц максимум в радиальных профилях потоков протонов приближается к Земле (от $L_m \approx 3.2$ для протонов с $E > 0.1$ МэВ до $L_m \approx 1.8$ для протонов с $E > 8$ МэВ).

Поток в максимуме пояса уменьшается от $4 \cdot 10^8$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ для протонов с $E > 0.1$ МэВ до $7 \cdot 10^5$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ для протонов с $E > 8$ МэВ.

По теории Б. А. Тверского для протонного РП уменьшение L_m с ростом E объясняется увеличением времени жизни протонов с ростом их энергии. Согласно этой теории, положение максимума в радиальных профилях потоков протонов (и других ионов) можно находить на основе простых соображений: с уменьшением L характерное время диффузии частиц $\tau_d(L)$ быстро увеличивается, а времена жизни частиц $\tau_l(E,L)$ уменьшаются. Поэтому на внешней кромке РП $\tau_d(L) < \tau_l(E,L)$, на внутренней кромке $\tau_d(L) > \tau_l(E,L)$, а в области, где $\tau_d(L_m) \approx \tau_l(E,L_m)$, в радиальных профилях потоков частиц формируется максимум. Из условия равенства времён переноса и потерь протонов находится зависимость $L_m(E)$, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными.

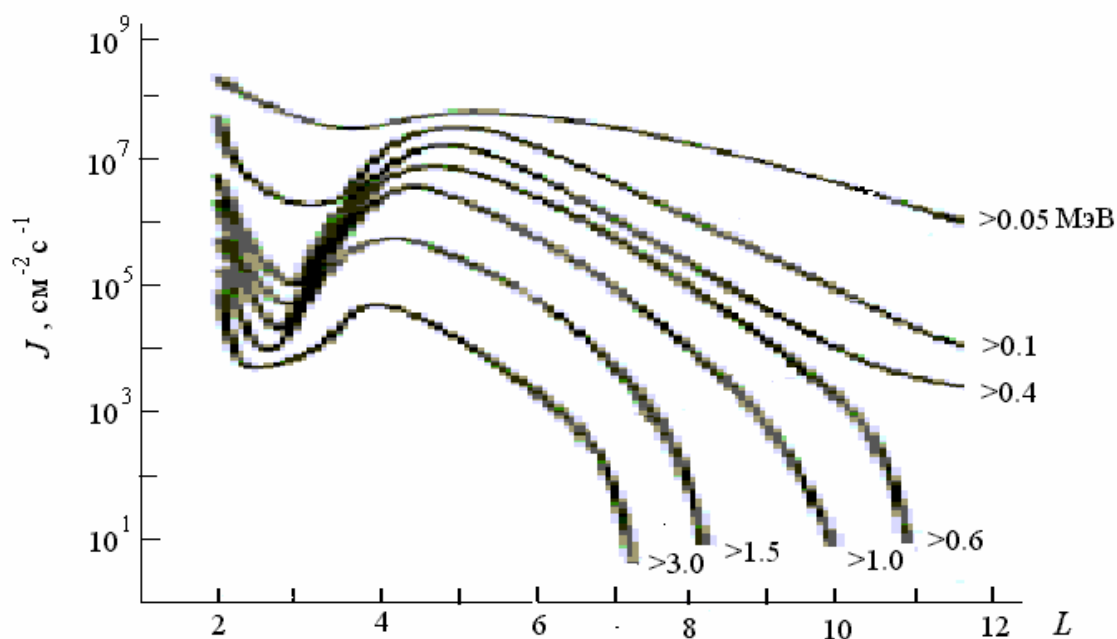


Рис. 6. Усредненные радиальные профили интегральных всенаправленных потоков электронов РП. Для каждой кривой указан нижний порог по энергии частиц (в МэВ).

Из рис. 6 видно, что радиальные профили потоков электронов имеют максимум на $L_m \sim 4 \div 5$, отвечающий **внешнему поясу**, и за-

зор на $L \sim 2.5 \div 3.5$. По теории РП **внутренний пояс** электронов также имеет максимум (на $L \sim 1.5$), но проведению надёжных измерений потоков электронов во внутренней зоне препятствует фон от потоков высокоэнергичных протонов.

Глубина зазора между электронными поясами максимальна для частиц с энергией в несколько сотен $kэВ$ и уменьшается при меньших и бóльших энергиях. Этот зазор локализован в области плазмплаузы, где реализуются наиболее благоприятные условия для генерации циклотронных волн и, следовательно, резко увеличивается высыпание электронов из поясов. Протонные пояса не имеют зазора и для них внутреннюю и внешнюю зоны принято разделять по зазору для электронных РП.

По сравнению с протонными РП, максимум внешнего РП электронов (для тех же энергий) располагается дальше от Земли на $\Delta L \approx 2.1 \div 2.5$. Как и для протонов, с ростом энергии частиц максимум внешнего электронного пояса приближается к Земле (от $L_m \approx 5.3$ для электронов с $E > 0.1$ $МэВ$ до $L_m \approx 4.2$ для электронов с $E > 3$ $МэВ$). Поток в максимуме внешнего пояса уменьшается от $4 \cdot 10^7$ $см^{-2}с^{-1}$ для электронов с $E > 0.1$ $МэВ$ до $4 \cdot 10^4$ $см^{-2}с^{-1}$ для электронов с $E > 3$ $МэВ$.

Рис. 5 и 6 относятся к спокойным и слабо-возмущённым периодам. Во время магнитных бурь потоки частиц РП изменяются и тем значительнее, чем больше L (внутренняя зона обычно стабильнее внешней). Так, в результате быстрой инжекции частиц во время бурь зазор в электронных РП смещается к Земле и глубина его уменьшается (во время достаточно мощных бурь он может полностью заполняться частицами и на некоторое время исчезать).

Кроме рассмотренных основных вопросов, относящихся к РП,

для целей нашего практикума необходимо иметь представление об особенностях пространственно-энергетической структуры РП на малых (~ 1000 км) высотах и динамике потоков и спектров протонов и электронов РП на таких высотах во время бурь. Необходимо также иметь представление о методике измерений и обработки экспериментальных данных. Эти вопросы рассматриваются в следующих разделах нашего описания.

3. Особенности распределения частиц радиационных поясов на малых высотах

В отличие от измерений на больших высотах (вблизи плоскости геомагнитного экватора) пространственно-временные профили потоков частиц РП, измеряемые на малых ($\sim 500\div 1000$ км) высотах, нерегулярны и сильно варьируют.

Основные особенности распределений захваченных частиц на малых высотах связаны с тем, что на таких высотах наблюдаются значительные отклонения геомагнитного поля от дипольного (Бразильская и другие аномалии). Другим важным фактором, является то, что многие особенности в вариациях потоков частиц с энергиями от нескольких десятков $кэВ$ до нескольких $МэВ$ на малых высотах связаны с физическими процессами, которые развиваются на гораздо бóльших высотах. Например, значительные изменения потоков частиц на малых высотах могут быть проявлением различных плазменных неустойчивостей РП вблизи экваториальной плоскости, которые приводят к развитию питч-угловой диффузии, опусканию зеркальных точек и высыпанию частиц в атмосферу. Бóльшая часть динамических эффектов в энергетических и угловых распределениях и в интенсивности потоков частиц с энергиями от нескольких десятков $кэВ$ до нескольких $МэВ$, наблюдаемых на малых высотах,

связана с физическими процессами в недоступных для низковысотных ИСЗ областях магнитосферы.

По сравнению с протонами, электронные РП, особенно на малых высотах, более чувствительны к геомагнитной активности. Во время бурь потоки электронов РП могут меняться в пределах нескольких порядков величины. Потоки частиц РП представляют значительную опасность как для космонавтов, работающих на борту пилотируемых космических станций, так и для электронных приборов ИСЗ.

Средние потоки частиц в полярных шапках выше, чем на низких широтах (под поясами), но значительно ниже, чем в РП. Вдоль магнитных силовых линий полярные области непосредственно сообщаются с межпланетной средой и отражают её динамику.

За один виток низковысотный ИСЗ четыре раза пересекает РП (дважды в южном и дважды в северном полушарии) и по одному разу северную и южную полярные шапки.

4. Методика измерения космической радиации

В зависимости от типа и энергии частиц для их регистрации используются различные типы детекторов. В наших экспериментах потоки и энергетические спектры электронов и протонов регистрируются полупроводниковыми, сцинтилляционными и газоразрядными детекторами.

В полупроводниковых детекторах (ППД) часть или полная энергия быстрой заряженной частицы конвертируется в ионизационный заряд, который затем собирается и преобразуется в электрический импульс. ППД обладают высоким энергетическим разрешением, хорошим быстродействием и широким динамическим диапазоном скоростей счёта. Однако малые размеры таких детекторов ограничивают их чувствительность к слабым потокам.

При прохождении заряженной частицы через сцинтилляционный детектор атомы вдоль траектории этой частицы возбуждаются и испускают фотоны. Отражаясь от окружающей сцинтиллятор зеркальной поверхности, эти фотоны направляются на фотокатод и выбивают из него электроны, которые летят к аноду фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). ФЭУ преобразуют световой импульс в электрический и многократно усиливают его. Основным недостатком таких детекторов является относительно низкое энергетическое разрешение, связанное со статистическими процессами преобразования энергии частицы в электрический импульс (шумы ФЭУ). Вместо ФЭУ можно использовать полупроводниковый детектор, что реализуется в экспериментах на ИСЗ *«Университетский-Татьяна»*.

В газоразрядных, как и в полупроводниковых, детекторах частицы регистрируются по ионизационному заряду. Недостатком газоразрядных счетчиков является плохое энергетическое разрешение и большие методические погрешности определения энергии частиц, связанные с толщиной защитного окна таких детекторов.

Электрические импульсы от детекторов, вызванные прохождением через них заряженной частицы, усиливается системой из предварительного усилителя (в приборах с полупроводниковыми детекторами этот усилитель должен быть малошумящим и зарядочувствительным) и основного спектрометрического усилителя. Затем, с помощью аналогово-цифровых преобразователей (АЦП), измеряется амплитуда усиленного электрического импульса, в которой содержится информация об энергии частицы. Эта информация поступает в соответствующую ячейку запоминающего устройства (ЗУ), накапливается там и во время телеметрических сеансов связи в цифровой форме передаются на Землю. Для организации работы всей измерительной системы и предварительной обработки посту-

пающей информации используются микропроцессоры.

В ходе переработки и передачи информации о потоках частиц могут возникать ошибки – сбои в данных. Такие сбои связаны с наводками в электронной сети (если рядом с детектором работает какой-то сильно шумящий прибор), ошибками при записи информации и передаче её по телеметрическим каналам.

При этом регистрируемый детектором временной ход скоростей счёта может модулироваться периодической функцией или на фоне плавного временного хода возникают интенсивные всплески в виде «гребёнки». Периодическую модуляцию можно убрать частотным фильтром или усреднением данных за время много большее периода модуляций, но в последнем случае качество данных существенно снижается. Если же первичные данные искажаются «гребёнкой» посторонних импульсов, их практически невозможно восстановить. В ходе экспериментов возможны также временные нарушения правильной работы измерительной аппаратуры (связанные, например, с переключением питания, изменениями бортовой температуры и т. д.) или скорости счёта какого-то детектора выходят за границы его динамического диапазона («зашкал»). В последнем случае скорости счёта в течение какого-то времени не меняются или изменяются очень слабо. Надёжная идентификация и исключение различных сбоев космической информации возможна только опытным высококвалифицированным специалистом. Такая работа будет выполнена в НИИЯФ МГУ и на <http://cosmos.msu.ru> поступит только очищенная от сбоев информация. В этой информации будут пустые интервалы, связанные со сбоями, а также с отсутствием телеметрической информации: не всю информацию удаётся передать на Землю, что связано с уходом ИСЗ из поля зрения наземной телеметрической аппаратуры или с регламентными работами.

Важно также отметить, что на отдельных участках орбиты спутника электронные каналы в нашем эксперименте будут присчитывать значительные или даже доминирующие потоки протонов, а протонные каналы – электронов (см. раздел 1.3 данного пособия). Например, во внутреннем РП и в полярной шапке электронные каналы регистрируют в основном энергичные протоны, а в пограничной между РП и полярной шапкой области протонные каналы могут присчитывать значительные потоки электронов. Такие участки требуют отдельного методического анализа.

5. Космофизические задачи, решаемые на основе данных о потоках заряженных частиц на малых высотах

Здесь представлены (в наиболее общем виде) возможные направления исследований РП, магнитосферы и СКЛ по данным о потоках энергичных частиц, измеренных на высотах $\sim 400\div 1500$ км. Они сгруппированы в пять заданий, каждое из которых содержит ряд последовательно усложняющихся задач.

Не все эти задачи можно решить по данным ИСЗ «*Университетский-Татьяна*». Так, смешивание потоков протонов и электронов, тормозное излучение частиц в защите детекторов и другие методические эффекты не позволяют провести достаточно полный анализ энергетических спектров частиц. Далеко не всегда можно разделить вариации потоков частиц на пространственные и временные. Но по мере расширения экспериментальной базы (запуска других ИСЗ и привлечения данных из Интернета) эти задачи будут ставиться и решаться в нашем практикуме.

Задание 1. Основные параметры структуры радиационных поясов и их вариации во время бурь

1. Для различных L -оболочек при фиксированных значениях B построить временной (по UT) ход потоков частиц (отдельно протонов и электронов) по каждому энергетическому каналу.
2. Рассортировать экспериментальные данные по спокойным и возмущённым периодам: периодам с $K_p < 1_+$ и $|D_{st}| < 20$ нТл (спокойные); $K_p < 4_+$ и 20 нТл $< |D_{st}| < 50$ нТл (слабые бури); $K_p < 6_+$ и 50 нТл $< |D_{st}| < 100$ нТл (умеренные бури); $K_p > 6_+$ и $|D_{st}| > 100$ нТл (сильные бури).
3. Построить зависимости положения максимума РП от энергии частиц (отдельно для протонов и электронов). Объяснить изменения этих зависимостей во время бурь.
4. Для каждого энергетического канала построить зависимости высокоширотных границ РП протонов и электронов от K_p и D_{st} .
5. Для различных L построить зависимости потоков частиц от магнитного местного времени (MLT), в спокойные периоды и во время бурь. Сделать это для частиц различных энергий (отдельно для протонов и электронов).

Задание 2. Построение карт потоков протонов и электронов радиационных поясов

1. Построить двумерные карты изолиний (линий равной интенсивности) потоков частиц на данной высоте (отдельно для протонов и электронов различных энергий) для магнитно-спокойных периодов. В дипольном магнитном поле такие изолинии идут параллельно геомагнитным широтам, а в магнитных аномалиях они замыкаются в концентрические квази-окружности.

2. Сделать то же самое для разных уровней магнитной активности.
3. Найти на картах изолиний потоков частиц Бразильскую и другие магнитные аномалии. Рассмотреть эффект «дворника» и эффекты высыпания частиц из РП.
4. Провести разделение вариаций потоков частиц на пространственные и временные и объяснить динамику РП во время бурь.

Задание 3. Энергетические спектры электронов внешнего радиационного пояса и их вариации во время геомагнитных бурь

1. По данным различных энергетических каналов построить интегральные энергетические спектры $J(>E)$ электронов на разных L -оболочках внешнего РП ($3 < L < 7$). Спектры строятся в логарифмическом масштабе по J и E (двойной логарифмический масштаб), а также в логарифмическом масштабе по J и в линейном масштабе по E (полулогарифмический масштаб).
2. Определить, какой функцией лучше аппроксимируются электронные спектры. При этом следует иметь в виду, что степенные спектры линейны в двойном логарифмическом масштабе, а экспоненциальные спектры линейны в полулогарифмическом масштабе. На разных L выделить энергетические интервалы, в которых форма спектров близка к степенной и участок спектра, на котором она близка к экспоненциальной. Найти параметры этих функций (показатель степени для степенной и среднюю энергию для экспоненциальной функции).
3. Построить зависимость от L (на $3 < L < 7$) границ энергетических интервалов (E_b), выделенных в упражнении 2. Если на $3 < L < 6$ эти границы смещаются в сторону более высоких энергий по закону $E_b L^3 = \text{const}$, то мы имеем дело с адиабатическими, в про-

тивном случае – с неадиабатическими изменениями спектров.

4. Изучить широтный ход энергетических спектров электронов в фиксированных интервалах географических долгот и местного времени. Построить зависимость параметров интегральных спектров электронов от L (на $3 < L < 7$).
5. Рассмотреть долготный и суточный ход энергетических спектров электронов и их параметров на разных L ($3 < L < 7$).
6. Продифференцировать интегральные спектры и построить дифференциальные энергетические спектры электронов. Нанести на эти спектры синхронные показания дифференциальных каналов и провести их нормировку.
7. Изучить вариации спектров во время бурь в разных интервалах широт и долгот. Выделить в этих вариациях адиабатические и неадиабатические эффекты.

Задание 4. Энергетические спектры протонов внутреннего радиационного пояса и их вариации во время геомагнитных бурь

1. По данным о потоках построить интегральные энергетические спектры $J(>E)$ протонов на разных L -оболочках внутреннего РП ($1.2 < L < 3$). Спектры строятся в логарифмическом масштабе по J и E и аппроксимируются степенной функцией.
2. Построить зависимость от L (на $1.2 < L < 3$) показателя степени интегральных энергетических спектров протонов.
3. Изучить широтный ход энергетических спектров протонов в фиксированных интервалах долгот и местного времени. Построить зависимость параметров спектров от L .
4. Рассмотреть долготный и суточный ход энергетических спектров протонов и их параметров на разных L ($1.2 < L < 3$).

5. Продифференцировать интегральные спектры и построить дифференциальные энергетические спектры протонов. Нанести на эти спектры синхронные показания дифференциальных каналов провести их нормировку.
6. Изучить вариации спектров протонов во время бурь в разных интервалах широт и долгот. Выделить в этих вариациях адиабатические и неадиабатические эффекты.

Задание 5. Вспышечные явления в полярных шапках (солнечные космические лучи)

1. Построить временной ход потоков протонов СКЛ при различных энергетических порогах (от 2 до 60 МэВ) для высокоширотных ($\lambda > 65^\circ$, $L > 6$) участков орбиты ИСЗ.
2. Рассмотреть вариации этого хода во время геомагнитных бурь и солнечных вспышек.
3. Построить зависимости потоков протонов от K_p и D_{St} на разных широтах и для различных пороговых энергий частиц.
4. Рассмотреть эффекты заполнения полярных шапок и внешних областей геомагнитной ловушки частицами СКЛ.
5. Установить низкоширотные границы области, в которой наблюдаются значительные повышения потоков протонов СКЛ.
6. Построить зависимость этих границ от пороговой энергии частиц при разных уровнях K_p и D_{St} .
7. Построить интегральные и дифференциальные спектры протонов. Аппроксимировать спектры степенной функцией. Рассмотреть, как изменяются показатели степени на разных широтах во время событий заполнения полярных шапок СКЛ.
8. Связать вариации низкоширотных границ области проникновения СКЛ в полярные шапки с возможными изменениями конфигурации

магнитосферы и внешней части ловушки во время бурь.

9. Рассмотреть, в каких особенностях вариаций потоков и спектров СКЛ проявляются процессы проникновения и захвата частиц геомагнитной ловушкой. Оценить устойчивость такого захвата.

Эти задания предназначены для студентов физических специальностей университетов и других ВУЗов. Первое задание, упражнения 1–6 пятого задания, а также несколько первых упражнений третьего и четвертого задания доступны и учащимся старших классов средней школы (в зависимости от уровня их подготовки).

Некоторые из упражнений этих заданий выделены и представлены в виде отдельных задач во второй части нашего пособия.

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. *Альвен Х., Фёльтхаммар К.-Г.* Космическая электродинамика: Основные принципы. М.: Мир. 1967.
2. *Тверской Б. А.* Динамика радиационных поясов Земли. М.: Наука. 1968.
3. *Рёдерер Х.* Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М.: Мир. 1972.
4. *Хесс В.* Радиационный пояс и магнитосфера. М.: Атомиздат. 1972.
5. *Физика магнитосферы.* Под ред. Д. Вильямса и Дж. Мида. М.: Мир. 1972.
6. *Шабанский В. П.* Явления в околоземном пространстве. М.: Наука. 1972.
7. *Акасофу С.-И., Чепмен С.* Солнечно-земная физика. М.: Мир. 1975.
8. *Космическая геофизика.* Под ред. А. Эгеланда, О. Холтера и А. Омхольта. М.: Мир. 1976.
9. *Низкочастотные волны и сигналы в магнитосфере Земли.* М.:

- Наука. 1980.
10. *Шабанский В. П., Веселовский И.С., Кропоткин А.П.* Физика межпланетного и околоземного пространства. М.: Изд. МГУ. 1981.
 11. Модель космического пространства (Модель космоса – 1982). Под ред. С. Н. Вернова. М.: Изд. МГУ. 1983.
 12. Физика космоса: Маленькая энциклопедия. Под ред. Р. А. Сюняева. М.: Советская энциклопедия. 1986.
 13. Солнечный ветер и околоземные процессы. М.: Наука. 1986.
 14. *Лайонс Л., Уильямс Д.* Физика магнитосферы. М.: Мир. 1987.
 15. *Тверской Б. А.* Основы теоретической космофизики. М.: УРСС. 2004.

Дополнительная

1. Исследования космического пространства. М.: Наука. 1965.
2. *Матвеев В. В., Хазанов Б. И.* Приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Атомиздат. 1972.
3. *Прайс В.* Регистрация ядерного излучения. М.: Иностранная литература. 1960.
4. *Дирнли Дж., Нортон Д.* Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. М: Мир. 1966.
5. *Курашов А. А.* Идентификация ионизирующих излучений средних и низких энергий. М: Атомиздат. 1979.
6. *Логачев Ю. И.* 40 лет космической эры в НИИЯФ МГУ. М.: Изд. МГУ. 1998.
7. *Ковтюх А. С.* Геокорона горячей плазмы // Космические исследования. Т. 39. С. 563–596. 2001.

НАУЧНАЯ АППАРАТУРА ИСЗ «УНИВЕРСИТЕТСКИЙ-ТАТЬЯНА»

Т. А. Иванова, Г. К. Гарипов, И. А. Рубинштейн

(ivanova@tasped.sinp.msu.ru)

ИСЗ «Университетский-Татьяна» запущен 20 января 2005 г. на круговую полярную орбиту с высотой ~ 1000 км (точнее, 970 км) и наклоном (углом между нормалью к плоскости орбиты и осью вращения Земли) 83° . Ось ИСЗ ориентирована по радиусу-вектору «спутник-Земля».

Аппаратура ИСЗ «Университетский-Татьяна», предназначенная для регистрации потоков электронов с $E > 40$ кэВ и протонов с $E > 2$ МэВ радиационных поясов Земли и солнечных космических лучей, а также ультрафиолетового излучения атмосферы на ночной стороне Земли, состоит из шести блоков детектирования (БД1÷БД4, БА, ДУФ) и информационного блока (БИ).

В состав БД1 входят два газоразрядных счетчика. Слюдяное входное окно счетчика **СБТ-9** защищено от прямого солнечного света экраном из алюминиевой фольги толщиной ~ 10 мкм, что позволяет регистрировать электроны с $E > 40$ кэВ и протоны с $E > 1$ МэВ. Перед входным окном СБТ-9 установлен конический коллиматор с углом раствора $\sim 30^\circ$, ось которого составляет 15° с направлением от Земли. Окружающая этот детектор защита из слоев Al (толщиной ~ 1 мм) и Pb (~ 3 мм) отсекает электроны с $E < 5$ МэВ и протоны с $E < 40$ МэВ (боковые пролеты частиц). Счетчик **СБМ-20** со всех сторон окружен защитой из слоев Al (толщиной ~ 1 мм) и Pb (~ 3 мм) и регистрирует электронов с $E > 5$ МэВ и протоны с $E > 40$ МэВ.

В состав БД2 входит поверхностно-барьерный кремниевый полупроводниковый детектор (**ППД**) с толщиной обеднённой области

~ 300 мкм. Входное окно детектора защищено от света алюминиевой фольгой толщиной ~ 10 мкм. Перед входным окном детектора установлен коллиматор с углом раствора ~ 50°, ось которого составляет 15° с направлением от Земли. Этот детектор регистрирует протоны с $E = 1 \div 100$ и $2 \div 14$ МэВ, а также смесь электронов с $E > 70$ кэВ и протонов с $E > 0.8$ МэВ (сумму их потоков). Окружающая этот детектор защита из латуни (толщиной ~ 7 мм) отсекает электроны с $E < 10$ МэВ и протоны с $E < 70$ МэВ (боковые пролёты частиц).

В состав БД3 входят два полупроводниковых кремниевых детектора, установленных друг за другом. Первый детектор (**ППД-1**) – поверхностно-барьерный с глубиной обеднённой области ~ 300 мкм, второй (**ППД-2**) – диффузионно-дрейфовый с глубиной обеднённой области ~ 1000 мкм. Перед детекторами установлен коллиматор с углом раствора ~ 50°, ось которого составляет 15° с направлением от Земли. Входное окно первого детектора имеет защиту из ~ 300 мкм Al (для защиты от света и смещения энергетического диапазона регистрируемых частиц); второй детектор в пределах входного окна экранируется первым детектором и защитой его окна, что в сумме эквивалентно ~ 1 мм Al. Первый детектор регистрирует протоны с $E = 7 \div 15$ МэВ, а также смесь электронов с $E = 0.3 \div 0.6$ МэВ и протонов с $E > 7$ МэВ (сумму их потоков). Второй детектор регистрирует протоны с $E = 15 \div 40$ МэВ, а также смесь электронов с $E = 0.6 \div 0.8$ МэВ и протонов с $E > 7$ МэВ (сумму их потоков). Окружающая эти детекторы защита из латуни (толщиной ~ 7 мм) отсекает электроны с $E < 10$ МэВ и протоны с $E < 70$ МэВ (боковые пролёты частиц).

В состав БД4 входят два сцинтилляционных детектора (**Сц-1** и **Сц-2**) под разной защитой. Детекторы представляют собой цилиндры (15x20 мм) из CsJ(Tl), боковые стенки и один торец которых по-

крыты белой эмалью, а второй торец с помощью прозрачного герметика оптически и механически соединен с фотодиодом и специальным ППД, вырабатывающим электрический сигнал. С боковых сторон эти детекторы окружены защитой: Сц-1 – слоем Al (толщиной ~ 2 мм), Сц-2 – слоем Al (~ 7 мм) и Pb (~ 3 мм). Оси этих детекторов составляют 15° с направлением от Земли. Сц-1 регистрирует протоны с $E = 40 \div 100$ МэВ, а также смесь электронов с $E > 3.5$ МэВ и протонов с $E > 20$ МэВ и смесь электронов с $E > 11$ МэВ и протонов с $E > 23$ МэВ. Сц-2 регистрирует смесь электронов с $E > 18$ МэВ и протонов с $E > 60$ МэВ, а также α -частицы с $E > 240$ МэВ.

В состав БА входит цилиндрический электростатический анализатор (**ЭСА**) заряженных частиц с каналным электронным умножителем (ВЭУ-6), который регистрирует электроны с $E = 1$ кэВ. В этот прибор попадают частицы, летящие в пределах $\sim 10^\circ$ от оси ЭСА, которая направлена от Земли.

Прибор **ДУФ** (детектор ультрафиолетового излучения) предназначен для изучения ультрафиолетового (УФ) излучения ночной атмосферы в области длин волн $300 \div 400$ нм. Детектором УФ служит фотоэлектронный умножитель (**ФЭУ**) типа R1463 с мультищелочным катодом на увиолевом стекле диаметром 13 мм, который стабильно работает в широком диапазоне температур и удовлетворяет требованиям космического эксперимента. В диапазоне $\lambda = 300 \div 400$ нм, который выделяется УФ фильтром типа УФС-1, квантовая эффективность катода $p = 0.2$.

Коллиматор на входе основного ФЭУ задаёт рабочую площадь фотокатода ($S = 0.4$ см²) и ограничивает поле зрения углом $\Psi = 15^\circ$, что соответствует телесному углу $\omega = 0.06$ стер. Ось поля зрения направлена на Землю (в надир).

Интенсивность УФ излучения находится с помощью предполётных калибровок и вычисляется по записи кода M с выхода ФЭУ и кода N с выхода АЦП:

$$I_{y\phi} = 1.43 \cdot 10^{21} \frac{N}{M^{6.45}} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1},$$

а также по флуктуациям сигнала ФЭУ в коротких промежутках времени (с разрешением 1 мкс), которые измеряются на каждом витке ИСЗ:

$$I_{y\phi} = \frac{(\bar{V} / \sigma)^2}{S \omega p T},$$

где σ / \bar{V} – среднеквадратичное отклонение флуктуаций сигнала и $S \omega = 0.024 \text{ см}^2 \text{ стер}$.

Прибор ДУФ содержит также второй, закрытый от света ФЭУ, полностью идентичный первому и расположенный параллельно ему. Вторым ФЭУ регистрирует фон, связанный с прохождением заряженных космических частиц через стекло ФЭУ и вызывающих его флуоресценцию, а также черенковское излучение. Реальный световой фон атмосферы есть разность показаний этих двух ФЭУ.

Динамический диапазон ДУФ составляет $\sim 10^6$ и прибор может измерять интенсивность УФ от минимального уровня на ночной стороне Земли в безлунную ночь ($\sim 4 \cdot 10^7$ фотонов/см² с стер) до максимальных значений интенсивности УФ на дневном участке витка ($\sim 10^{14}$ фотонов/см² с стер).

Электроника прибора позволяет регистрировать поток света в нескольких временных режимах (меняется время интегрирования сигнала и его разрешение), которые определяются поисковой задачей: измерения с временем интегрирования 30 мкс и шагом 1 мкс при длительностью развертки 256 мкс (данные под шифром **D0**); с

временем интегрирования 256 мкс и шагом 16 мкс при длительности развертки 4 мс (данные под шифром **D1**); с временем интегрирования 4 мс и шагом 256 мкс при длительности развертки 64 мс (данные под шифром **D2**); мониторинг фонового излучения с временем интегрирования 64 мс через каждые 4 с (данные под шифром **D3**).

Основные физические параметры приборов приведены в табл. 1. В этой таблице E_e – энергия электронов, E_p – энергия протонов и E_α – энергия α -частиц. Все приборы (кроме ДУФ) измеряют скорости счёта частиц N (s^{-1}). Для перевода этих скоростей в потоки частиц надо разделить N на геометрический фактор (G) соответствующего прибора, который приведен в последнем столбце табл. 1.

Информация с детекторов накапливается в блоке БИ, где она проходит обработку и периодически выдаётся в бортовую телеметрическую систему, передающую информацию на Землю. С детекторных модулей Б1÷Б4 и БА информация поступает в виде электрических импульсов, которые идут на входы пятнадцати независимых логарифмических счётчиков (по числу энергетических каналов в табл. 1). Емкость каждого счетчика ~ 1 Мбайт. Из блока ДУФ информация поступает в БИ уже предварительно обработанная последовательным кодом. Период набора информации для каждого кадра ~ 10.5 с. Время, которое пишется в кадре, соответствует концу набора информации.

Табл. 1. Аппаратура ИСЗ «Университетский-Татьяна».

Блок	Детектор	Ка- нал	Энергии регистри- руемых частиц	G
БД1	СБТ-9	1	$E_p > 1 \text{ МэВ}$ $E_e > 40 \text{ кэВ}$	$4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
БД1	СБМ-20	2	$E_p > 40 \text{ МэВ}$ $E_e > 5 \text{ МэВ}$	$54 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
БД2	ППД	3	$E_e \geq 70 \text{ кэВ}$ $E_p > 0.8 \text{ МэВ}$	$9.7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
		4	$E_p = 2 \div 14 \text{ МэВ}$	
		5	$E_p = 1 \div 100 \text{ МэВ}$	
БД3	ППД-1	6	$E_e = 0.3 \div 0.6 \text{ МэВ}$ $E_p > 7 \text{ МэВ}$	$9.7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
		7	$E_p = 7 \div 15 \text{ МэВ}$	
БД3	ППД-2	8	$E_e = 0.6 \div 0.8 \text{ МэВ}$ $E_p > 7 \text{ МэВ}$	$9.7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
		9	$E_p = 15 \div 40 \text{ МэВ}$	
БД4	Сц-1	10	$E_e > 3.5 \text{ МэВ}$ $E_p > 20 \text{ МэВ}$	$40 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
		11	$E_p > 23 \text{ МэВ}$ $E_e > 11 \text{ МэВ}$	
		12	$E_p = 40 \div 100 \text{ МэВ}$	
БД4	Сц-2	13	$E_p > 60 \text{ МэВ}$ $E_e > 18 \text{ МэВ}$	$40 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
		14	$E_\alpha > 240 \text{ МэВ}$	
БА	ЭСА	15	$E_e \approx 1 \text{ кэВ}$	$3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{кэВ}$
ДУФ	ФЭУ		Ультрафиолет $\lambda = 300 \div 400 \text{ нм}$	

Табл. 1. Аппаратура ИСЗ «Университетский-Татьяна».

Блок	Детектор	Ка- нал	Энергии регистри- руемых частиц	G
БД1	СБТ-9	1	$E_p > 1 \text{ МэВ}$ $E_e > 40 \text{ кэВ}$	$4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
БД1	СБМ-20	2	$E_p > 40 \text{ МэВ}$ $E_e > 5 \text{ МэВ}$	$54 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
БД2	ППД	3	$E_e \geq 70 \text{ кэВ}$ $E_p > 0.8 \text{ МэВ}$	$9.7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
		4	$E_p = 2 \div 14 \text{ МэВ}$	
		5	$E_p = 1 \div 100 \text{ МэВ}$	
БД3	ППД-1	6	$E_e = 0.3 \div 0.6 \text{ МэВ}$ $E_p > 7 \text{ МэВ}$	$9.7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
		7	$E_p = 7 \div 15 \text{ МэВ}$	
БД3	ППД-2	8	$E_e = 0.6 \div 0.8 \text{ МэВ}$ $E_p > 7 \text{ МэВ}$	$9.7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
		9	$E_p = 15 \div 40 \text{ МэВ}$	
БД4	Сц-1	10	$E_e > 3.5 \text{ МэВ}$ $E_p > 20 \text{ МэВ}$	$40 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
		11	$E_p > 23 \text{ МэВ}$ $E_e > 11 \text{ МэВ}$	
		12	$E_p = 40 \div 100 \text{ МэВ}$	
БД4	Сц-2	13	$E_p > 60 \text{ МэВ}$ $E_e > 18 \text{ МэВ}$	$40 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$
		14	$E_\alpha > 240 \text{ МэВ}$	
БА	ЭСА	15	$E_e \approx 1 \text{ кэВ}$	$3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{кэВ}$
ДУФ	ФЭУ		Ультрафиолет $\lambda = 300 \div 400 \text{ нм}$	

КОСМОФИЗИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ В ИНТЕРНЕТЕ

А. В. Богомолов И. Н. Мяжкова

(irina@srd.sinp.msu.ru)

Данные многих космофизических экспериментов представлены на сайте Space Environment Center (<http://sec.noaa.gov>). В рамках работы с данными ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» особый интерес представляют данные ИСЗ *GOES* и *ACE*, данные которых подробно представлены в Интернете и широко используются для сравнения с результатами других экспериментов.

Эксперименты на ИСЗ *GOES*

ИСЗ серии *GOES* осуществляют мониторинг наблюдений Солнца, атмосферы Земли, магнитного поля и потоков заряженных частиц. В настоящее время функционируют три аппарата – *GOES-10*, *GOES-11* и *GOES-12*, запущенные 1 июля 1998 г., 3 мая 2000 г. и 23 июля 2001 г. соответственно. Эти спутники находятся на геосинхронной орбите (круговой орбите с высотой 42 000 км, наклоном $< 0.5^\circ$ и периодом обращения 24 ч). Описание проекта приведено на <http://rsd.gsfc.nasa.gov/goes/>. В состав научной аппаратуры входят приборы, предназначенные для наблюдений атмосферы Земли (Imager и Sounder), солнечный рентгеновский телескоп SXI (Solar X-ray Imager) и комплекс приборов для контроля за параметрами космической среды SEM (Space Environment Monitor). Телескоп SXI позволяет получать изображения Солнца в дальнем ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах (0.6÷6 нм). Комплекс приборов SEM включает приборы EPS (Energetic Particle Sensor) и

HEPAD (High Energy Proton and Alpha Detector), регистрирующие заряженные частицы (электроны, протоны, α -частицы), рентгеновский монитор XRS (X-ray Sensor) и два магнитометра.

Сводная таблица данных ИСЗ серии GOES представлена в <http://sec.noaa.gov/Data/goes.html>. Данные по протонам за последние 90 дней находятся на <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/plots/proton.html> (в виде картинок), на <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/lists/particle.html> и <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/lists/pchan.html> (цифровые данные для интегральных и дифференциальных каналов, соответственно). Данные по рентгеновскому излучению за последние 90 дней можно найти по адресу <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/plots/xray.html> (картинки) и на <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/lists/xray.html> (цифровые данные).

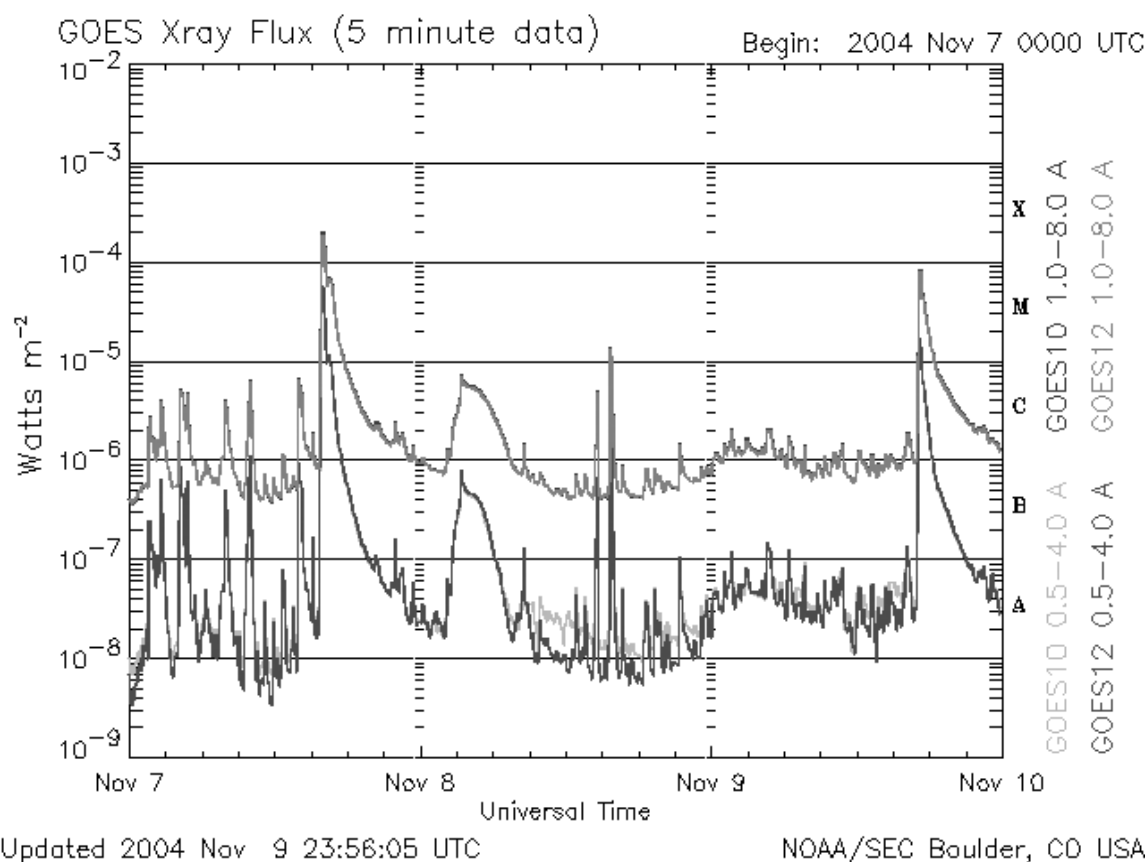


Рис.1. Поток мягкого рентгеновского излучения вспышек 7 и 9 ноября 2004 г. по данным ИСЗ GOES-12.

Примеры данных GOES-12 о мягком рентгеновском излучении и GOES-11 об интегральных потоках протонов представлены на рисунках 1 и 2.

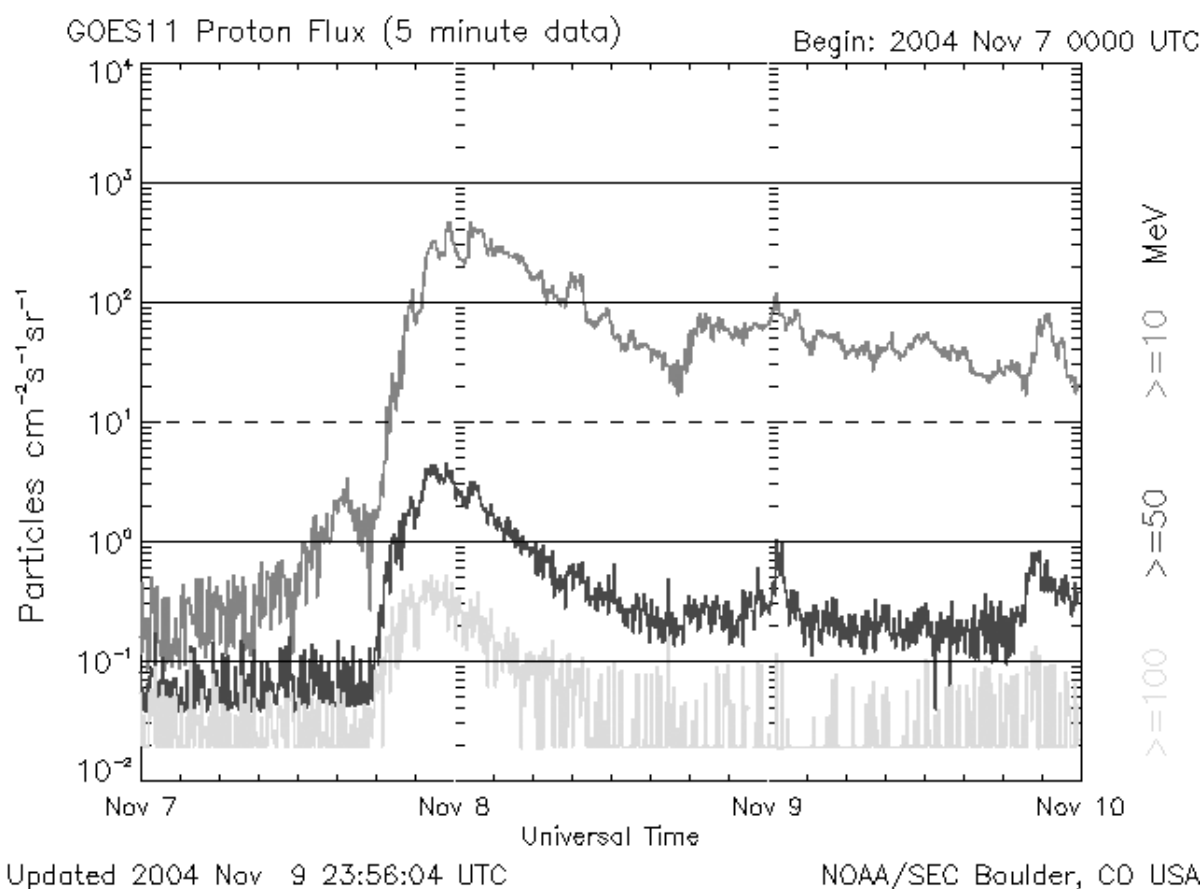


Рис. 2. Потоки протонов от вспышки 8 ноября 2004 г. по данным ИСЗ GOES-11.

По адресу <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/plots/satenv.html> помимо картинок для потоков протонов и электронов на нижней панели представлен Кр-индекс, описывающий магнитные возмущения в данный период. Картинки с данными о Кр можно найти также на <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/plots/kp.html>.

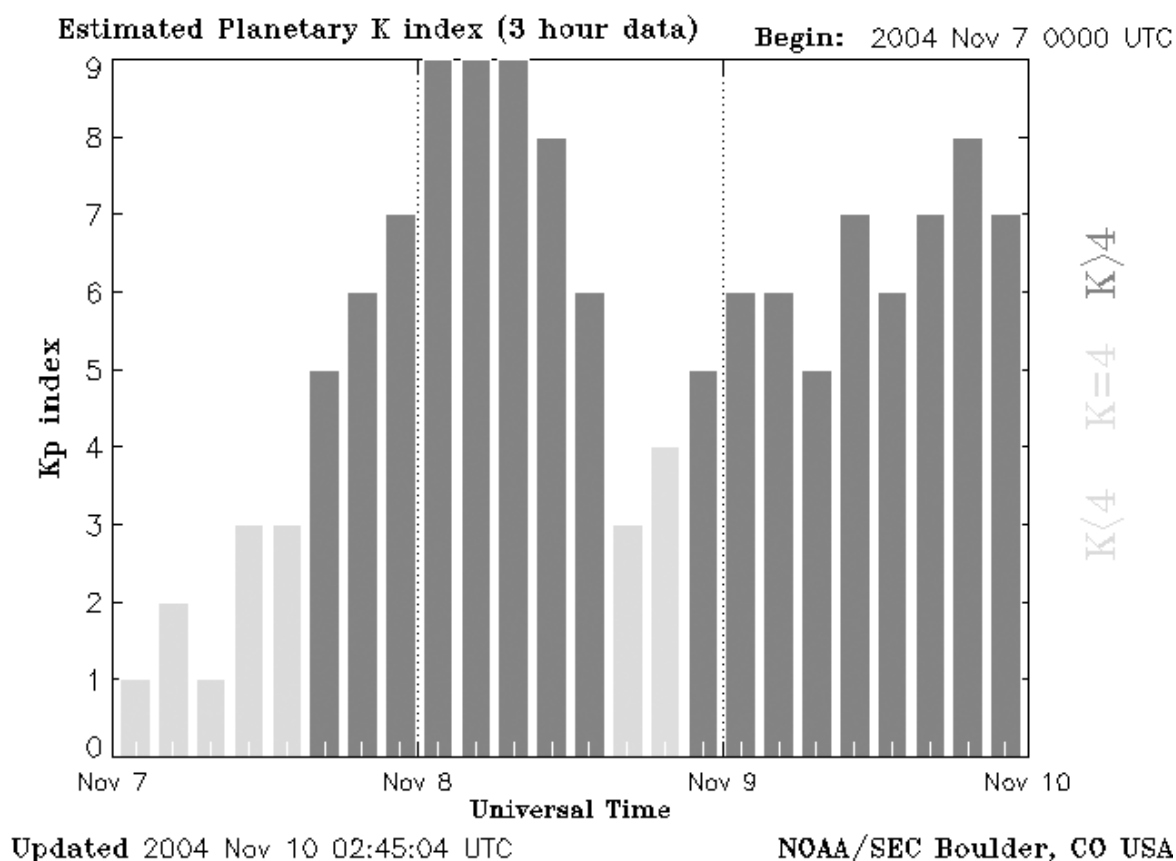


Рис.2. Kp-индекс за 7-9 ноября 2004 г. (сильная магнитная буря)

Картинки за 2004–2005 гг. можно найти по адресу <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/plots.html>. Более ранние данные в менее подробном временном масштабе (в архивированном виде) находятся на <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/warehouse.html>. Например, данные о суточных потоках протонов с $E > 1$, >10 и >100 МэВ за 2003 год есть в http://sec.noaa.gov/ftpdire/warehouse/2003/2003_DPD.txt.

Более подробные цифровые данные о потоках протонов, измерившихся на ИСЗ GOES раньше, чем за 90 дней от момента просмотра, можно взять из архивов NGDC, находящихся по адресу <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/>. Подробно процедура получения цифровых файлов из архивов NGDC описана ниже.

Получение данных из архивов NGDC

Чаще всего в открытом доступе хранятся данные за последние несколько месяцев, или данные за несколько лет, но не самые подробные. Например, данные по протонам солнечных вспышек с разрешением 5 мин. представлены на сайте <http://sec.noaa.gov> только за последние 90 суток. Однако, по истечении периода «открытого» существования на сайте эксперимента данные не исчезают из сети Интернет, а попадают в архивы, откуда их можно получить по запросу. Данные космофизической и геофизической направленности, можно найти на сайте National Geophysical Data Center (NGDC) в разделах, посвященных солнечно-земной физике <http://www.ngdc.noaa.gov/stp>. Наибольший интерес для нас представляет база данных Space Physics Interactive Data Resource (SPIDR), которая находится по адресу <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr>.

Получение данных через SPIDR бесплатно. Однако воспользоваться всеми услугами SPIDR можно только после регистрации. Существует также гостевой вход под именем guest (без пароля), при использовании которого Вы сможете посмотреть графики за выбранный период времени, но не сможете скачать данные в виде числовой информации. Процедура регистрации традиционна и не составит затруднения. Она нужна, по мнению авторов сайта, только для статистических данных о пользователях SPIDR. При регистрации Вам будет нужно выбрать себе пользовательское имя (Login) и пароль. От Вас также потребуются указать фамилию, электронный адрес и страну проживания (обязательно), а также организацию, которую Вы представляете, Ваш телефон и адрес страницы в Интернет (по желанию). Заполнив форму и нажав кнопку "Register", Вы сразу же получите доступ к информации (появится окно с только что

введенными Вашими данными, а также кнопка “Start SPIDR session”- начало сеанса работы в SPIDR). В дальнейшем для использования данных Вам, естественно, не будет требоваться регистрироваться каждый раз заново: полученные Вами login и пароль Вы будете использовать при каждом входе в систему SPIDR.

Выбор требуемых Вам данных возможен несколькими способами. Самый простой из них – сразу после входа на сайт перейти к разделу Data set – выбору типа данных. Для этого достаточно нажать кнопку раздела “Data set” в верхней части сайта. Дальше из открывшегося списка видов доступной информации (спутников, приборов, индексов) Вам следует выбрать нужный вид. Для тех разделов, в которых имеется изображение папки с файлами, возможно скачивание (по FTP) целых файлов, без предварительного выбора точного интервала времени, за который Вам нужна информация. Информация со спутников серии GOES, например, собрана в файлы усредненных за минуту потоков протонов, электронах и мягкого рентгеновского излучения, притом в один файл собраны данные со всех каналов за месяц измерения.

Для скачивания файлов Вам нужно «кликнуть» мышкой в соответствующее изображение папки.

Чтобы скачать необходимый Вам файл (названия файлов включает в себя время (год, месяц), за который в них содержатся данные, а также код типа информации, например, файл G1110501.TXT – это информация со спутника GOES-11, данные усреднены за 1 минуту, 2005-й год, январь месяц), Вам будет нужно сделать следующие шаги:

1. Войдя (под своим паролем) в SPIDR, выберите в верхнем меню пункт «Data sets».

2. В открывшейся таблице найти в разделе "Satellite data" строку "Goes – Space Environment Monitor" и кликнуть мышью по изображению папки в этой строке.
3. Выбрать в открывшейся странице FTP папку с именем avg. Она соответствует усредненным (averaged) данным. К сожалению, файлы с разрешением в несколько секунд (папка full) доступны только для измерений до 1996 г, более свежая информация не выкладывается.
4. Выбрать папку с 2005 годом.
5. Найти в открывшемся списке файл с названием G1110501.TXT (если вы хотите получить данные не GOES-11, а GOES-12, и не за январь, а за май, следует выбирать файл G1210505.TXT). Если кликнуть левой кнопкой «мыши», то информацию можно посмотреть, а если правой кнопкой, то скачать файл себе на компьютер (в открывшемся контекстном меню выберите "save target as...").

Файл начинается с описания (на английском языке) тех параметров которые в нем записаны, с указанием единиц измерения.

Эксперименты на ИСЗ ACE

Наблюдения на ИСЗ ACE направлены на изучение элементного и изотопного состава солнечного ветра, потоков солнечных частиц высоких энергий и галактических космических лучей. Аппарат был запущен 25 августа 1997 г. Он обращается по эллиптической орбите вокруг точки либрации L1, которая находится на линии Солнце-Земля на расстоянии $\sim 1.5 \cdot 10^6$ км от Земли. Большая полуось орбиты составляет 200 000 км.

Научная аппаратура включает 9 приборов, обеспечивающих детальные измерения элементного и изотопного состава потоков космических частиц с энергией от ~ 100 эВ/нуклон до ~ 600 МэВ/нуклон в диапазоне $Z = 1 \div 30$ (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/>). Для сравнения с данными ИСЗ «Университетский-Татьяна» для нас представляют интерес приборы SWEPAM и EPAM.

SWEPAM (Solar Wind Electron Proton and Alpha Monitor) измеряет потоки и энергетические спектры электронов (в диапазоне $E = 1 \div 1350$ эВ) и ионов (в диапазоне $E = 0.26 \div 35$ кэВ) солнечного ветра и направления их прихода. Электроны и ионы регистрируются разными датчиками, в каждом из которых используются электростатические анализаторы с узким полем зрения.

EPAM (Electron, Proton and Alpha Monitor) измеряет потоки и энергетические спектры электронов, протонов и альфа-частиц в диапазоне от 30 кэВ/нуклон до 4 МэВ/нуклон. Прибор включает полупроводниковые детекторы, две пары пленочных и магнитных спектрометров и систему, обеспечивающую определение ионного состава частиц (Composition Aperture). Благодаря вращению спутника, приборы SWEPAM и EPAM сканируют все возможные направления прихода частиц.

Данные ИСЗ ACE находятся на <http://sec.noaa.gov/ace/index.html>. Цифровые данные этого эксперимента можно найти на <http://sd-www.jhuapl.edu/ACE/EPAM/spec.html>.

Временной ход среднечасовых потоков электронов по данным ACE (разделённый на 32-дневные периоды) находится на <http://sd-www.jhuapl.edu/ACE/EPAM/spec.html>. Для их просмотра надо вы-

брать данные детектора DE30, период времени, вид представления (Graphical Plot) и кликнуть кнопку [wart (2e, 1p, z>1)]. Пример данных ИСЗ ACE приведены на рисунке 4.

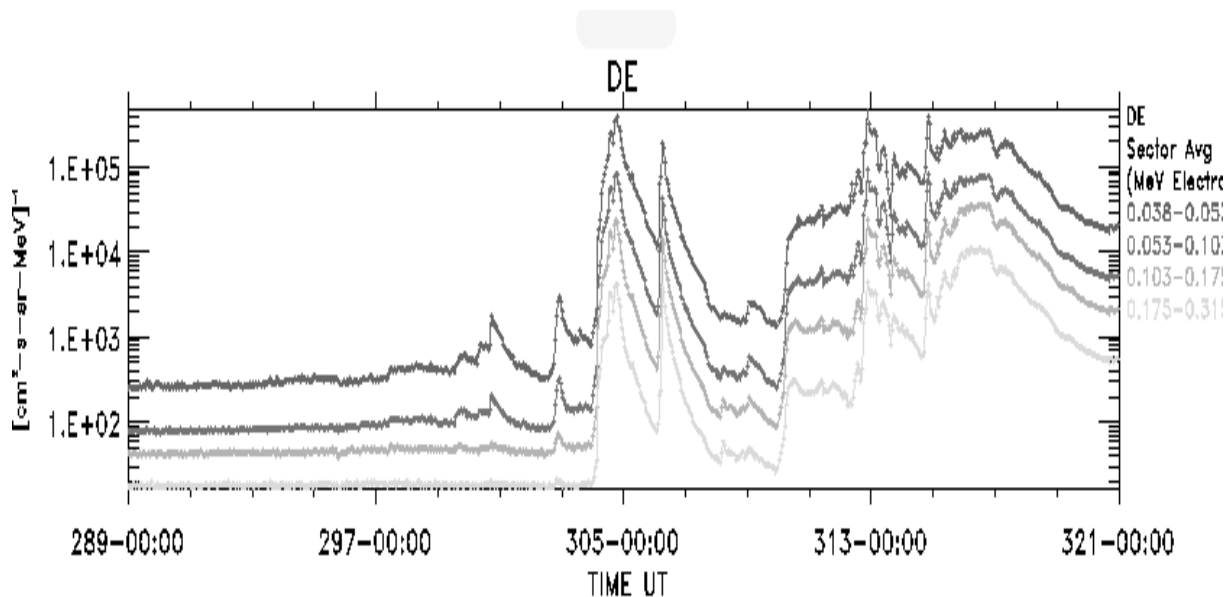


Рис.3. *Потоки электронов с $E = 38\div 315$ кэВ в период с 15 октября по 15 ноября 2004 г. (временная шкала приведена в днях 2004 года; 306 день – 1 ноября 2004 г.).*

Цифровые данные о потоках электронов можно получить точно так же, но вместо Graphical Plot надо выбрать Raw Text Data. Данные о потоках электронов с $E = 38\text{--}315$ кэВ приведены в последних четырех колонках файла ASCII.

Данные о солнечных событиях

При исследовании радиации в околоземном космическом пространстве необходимо иметь сведения о процессах, происходящих на Солнце как непосредственно в период наблюдения, так и за несколько дней до него, поскольку солнечным заряженным частицам требуется до нескольких суток, чтобы достичь орбиты Земли. Пере-

чень событий, зарегистрированных на Солнце, собран на <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/indices/events.html>.

Приводятся данные мониторинга Солнца в мягком рентгеновском диапазоне (на спутниках серии GOES), а также в оптическом, Иа, радиодиапазоне и др. диапазонах. Для каждого события указывается время начала, максимума и конца регистрации, прибор, которым это событие было зарегистрировано, а также некоторые дополнительные параметры, зависящие от прибора и типа излучения. Для радиовсплесков приводится частота, для рентгеновских – класс вспышки по рентгеновскому излучению, для оптических наблюдений – координаты активной области. Все события пронумерованы. Если одно и то же событие регистрируется сразу в нескольких диапазонах, то всем наблюдениям присваивается один и тот же номер. Там, где можно идентифицировать событие с определенной активной областью на Солнце, указан номер этой области.

Как правило, события, приводящие к изменению потоков заряженных частиц в околоземном космическом пространстве, сопровождаются рентгеновским излучением (вспышки класса М и X). О данных о мягком рентгеновском излучении, регистрируемом на ИСЗ GOES, уже говорилось ранее. Для изучения процессов на Солнце особенно интересны изображения Солнца в различных длинах волн. Такие изображения, полученные прибором SXI (GOES), представлены на <http://sxi.ngdc.noaa.gov>, необходимый период можно выбрать с помощью <http://sxi.ngdc.noaa.gov/sxi/servlet/sxibrowse>.

Еще один интересный сайт, на котором можно найти полезную космофизическую информацию, это сайт ИСЗ RHESSI (<http://hesperia.gsfc.nasa.gov/hessi/>), выведенного на орбиту 5 фев-

раля 2002 г. По адресу http://sprg.ssl.berkeley.edu/~krucker/hessi_plots можно найти временной ход одновременных данных ИСЗ *GOES*, *RHESSI* и *WIND*. Например, для вспышки 20 января 2005 г. это http://sprg.ssl.berkeley.edu/~krucker/hessi_plots/2005_01/20/hsi_wind_20050120_0600_a.png.

Весьма удобно и подробно информация о солнечных событиях представлена на <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/rhessidatcenter>. Например, сводные графики всех событий с 2002 года представлены на http://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events_archive.html. По этому адресу открывается таблица периодов времени (примерно по несколько суток), с указанием количества вспышек классов В, С, М и Х за период, а также времен первого и последнего события и параметров наиболее мощного из них. Выбрав интересующее его время, исследователь получает сводный график данных основных экспериментов по мониторингу Солнца и магнитосферы. Например, на http://www.lmsal.com/solarsoft/last_events_20050122_1000/index.html представлены данные за период примерно с начала 18 января до середины 22 января 2005 г.

В верхней части этой страницы помещено несколько изображений Солнца, полученных с помощью SOHO EIT. Ниже показан временной ход потоков мягкого рентгеновского излучения по данным *GOES-12* за этот период. Для удобства анализа на графике нанесены координаты всех рентгеновских событий, которые являются гиперссылками: для каждого события они содержат класс, более точное время начала, максимума и конца события, а также серию изображений Солнца, полученных SOHO EIT. Гиперссылками отмечены также моменты времени, в которые были получены очень подроб-

ные изображения Солнца с помощью *TRACE*. Приведен также временной ход потоков протонов различных энергий (данные *GOES-11*), скорости солнечного ветра (данные *ACE* на фоне нескольких последовательных изображений Солнца с *SOHO EIT* и *GOES SXI*), индекс геомагнитной активности *Dst* (на фоне конфигурации магнитных петель на Солнце), и параметры межпланетного магнитного поля *B* (данные *ACE*). Под графиками перечислены все события, произошедшие на Солнце за указанный период (время начала, максимума и конца события, класс по *GOES* и координаты области, где это событие произошло).

Другая полезная информация, представленная в сети Интернет

Одним из достаточно удобных справочных сайтов по космофизике является <http://kosmofizika.ru>, который содержит учебник по солнечно-земной физике, серию авторских статей и монографий, полезные ссылки и другую учебную и научную информацию. Например, основные сведения по космофизике можно получить на <http://kosmofizika.ru/ucheba/study.htm>, а по физике космических лучей – на http://kosmofizika.ru/svertilov/var_cr.htm. Информация о рентгеновском излучении (прибор СПР-Н) и потоках заряженных частиц *СКЛ комплекс) на высотах 400-500 км по данным эксперимента на ИСЗ *КОРОНАС-Ф* представлена на сайте www.coronas.ru.

Данные более ранних космофизических экспериментов можно найти на <http://www.magnetosphere.ru/dataintr.html>.

Информацию по Солнцу, а также по более широкому кругу астрономических вопросов можно получить на <http://www.astrolab.ru> и <http://www.astronet.ru/>.

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ НА ВЫСОТАХ 400–1000 КМ

Л. Л. Лазутин, И. Н. Мягкова
(irina@srd.sinp.msu.ru)

Цель данной задачи – изучение методики исследования временных и пространственных вариаций потоков электронов и протонов радиационных поясов Земли (РПЗ) по данным низковысотных ИСЗ. В задаче используются данные ИСЗ «*Университетский-Татьяна*», полученные на высоте $H \sim 1000$ км, и *КОРОНАС-И* ($H \sim 400$ км); эти ИСЗ имеют примерно одинаковое наклонение (около 80°). Для выполнения задачи необходимы навыки работы с данными космофизических экспериментов в Интернете, а также владение какой-либо программой для построения графиков. Данная задача может быть рекомендована студентам физических факультетов университетов и других ВУЗов (в рамках общего ядерного практикума).

Радиационные пояса Земли

На рис. 1 показаны основные структурные образования магнитосферы Земли. На обращенной к Солнцу стороне поток заряженных частиц солнечного ветра встречает сопротивление магнитного поля Земли, в результате образуется две границы - плазменная граница, головная ударная волна и магнитопауза, за которой начинается собственно магнитосфера. Эти две границы разделены переходной областью. Собственно магнитосферу принято делить на внутреннюю, где определяющим является влияние магнитного поля земного диполя и внешнюю, где магнитное поле задается преимущественно

внешними источниками (токами, текущими по границам и внутри магнитосферы). РПЗ относится к внутренней магнитосфере.

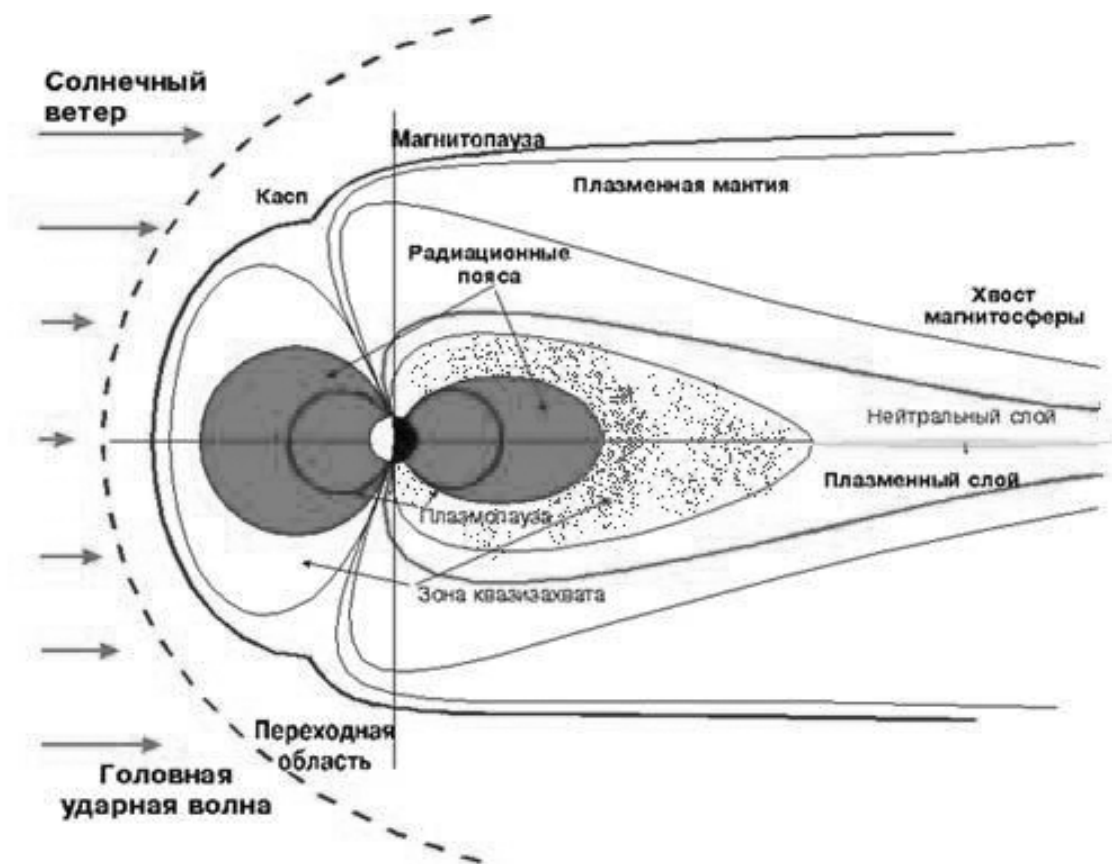


Рис. 1. Структура магнитосферы Земли

Магнитосфера Земли является резервуаром энергичных частиц, электронов и протонов. Частицы встречаются во всех частях магнитосферы, однако можно выделить области устойчивого захвата - **внутренний и внешний радиационные пояса** (РП) и область неустойчивого захвата или квазизахвата.

Движение захваченных или квазизахваченных частиц в ловушке можно разделить на три квазинезависимых составляющих - лармовское вращение вокруг силовой линии, скачки или осцилляции вдоль силовой линии между зеркальными точками и магнитный дрейф вокруг Земли. В отсутствии возмущений и при определенном

соотношении параметров магнитного поля и частиц устанавливается адиабатический характер движения и для каждой из составляющих сохраняются неизменными определенные сочетания параметров, так называемые адиабатические инварианты.

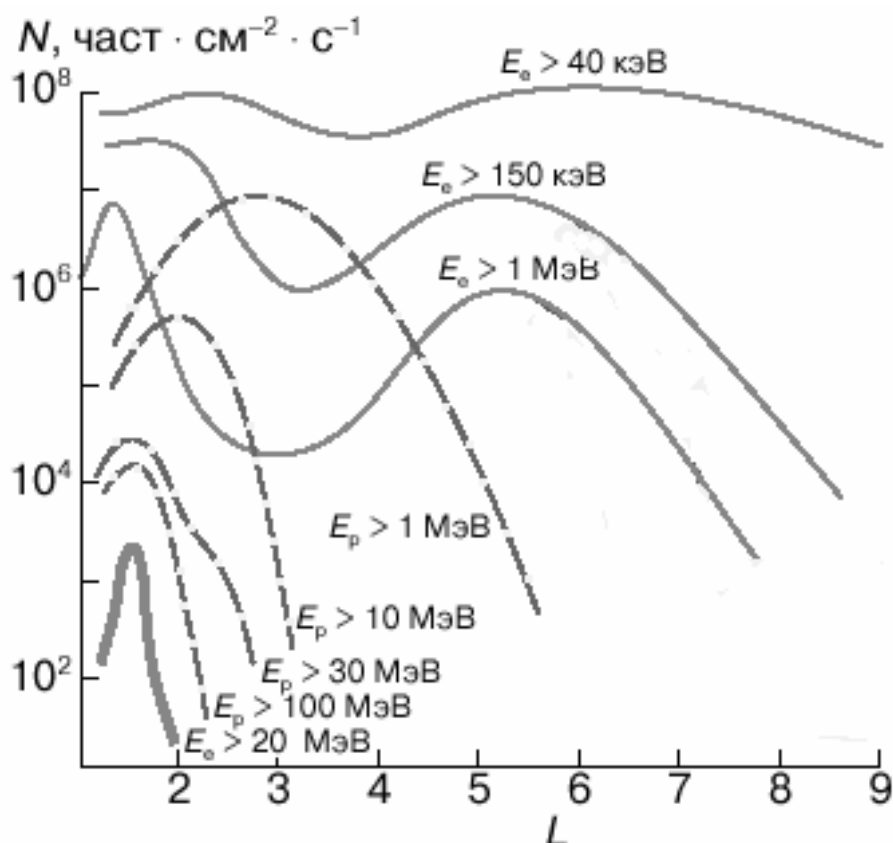


Рис.2. Радиальные профили средних потоков электронов и протонов РП различных энергий в плоскости геомагнитного экватора. L – параметр дрейфовой оболочки.

Частица считается устойчиво захваченной, если она может совершить полный оборот вокруг Земли. Для каждого типа частиц, энергии и питч-угла существует критическое расстояние от Земли, дальше которого полный оборот теоретически невозможен, траек-

тория частицы на вечерней или на утренней стороне уходит за магнитопаузу. Этот переход к режиму квазизахвата называют границей устойчивого захвата. Области устойчивого захвата называют радиационными поясами Земли. Исторически сложилось деление на внутренний и внешний радиационный пояс, хотя провал в интенсивности электронов, разделяющий эти два пояса, существует лишь в ограниченном спектральном диапазоне.

Радиальные профили потоков частиц разных энергий приведены на рис 2.

Особенности РП на малых высотах

В отличие от измерений на больших высотах, выполненных вблизи плоскости геомагнитного экватора, профили потоков частиц РП, измеряемые на высотах 500÷1000 км), сильно варьируются в зависимости от долготы, и геомагнитной обстановки.

На малых высотах существенную роль играют значительные отклонения геомагнитного поля от дипольного, наиболее яркое проявление такого отклонения - Бразильская Магнитная Аномалия (БМА). Кроме того, многие особенности вариаций потоков частиц РП на малых высотах связаны с вариациями геомагнитной активности. Во время бурь величины потоков электронов РП изменяются на несколько порядков.

Характерный временной профиль потоков протонов и электронов, полученный по данным ИСЗ «КОРОНАС-Ф» в магнитоспокойное время (2 ноября 2004 года) на высоте примерно 400 км, представлен на рис 3 (два витка). За один виток низковысотный ИСЗ четыре раза пересекает внешний радиационный пояс (дважды в южном и дважды в северном полушарии), по одному разу северную и южную полярные шапки, и один раз за виток может пересечь внут-

ренный пояс (в области Бразильской Магнитной Аномалии).

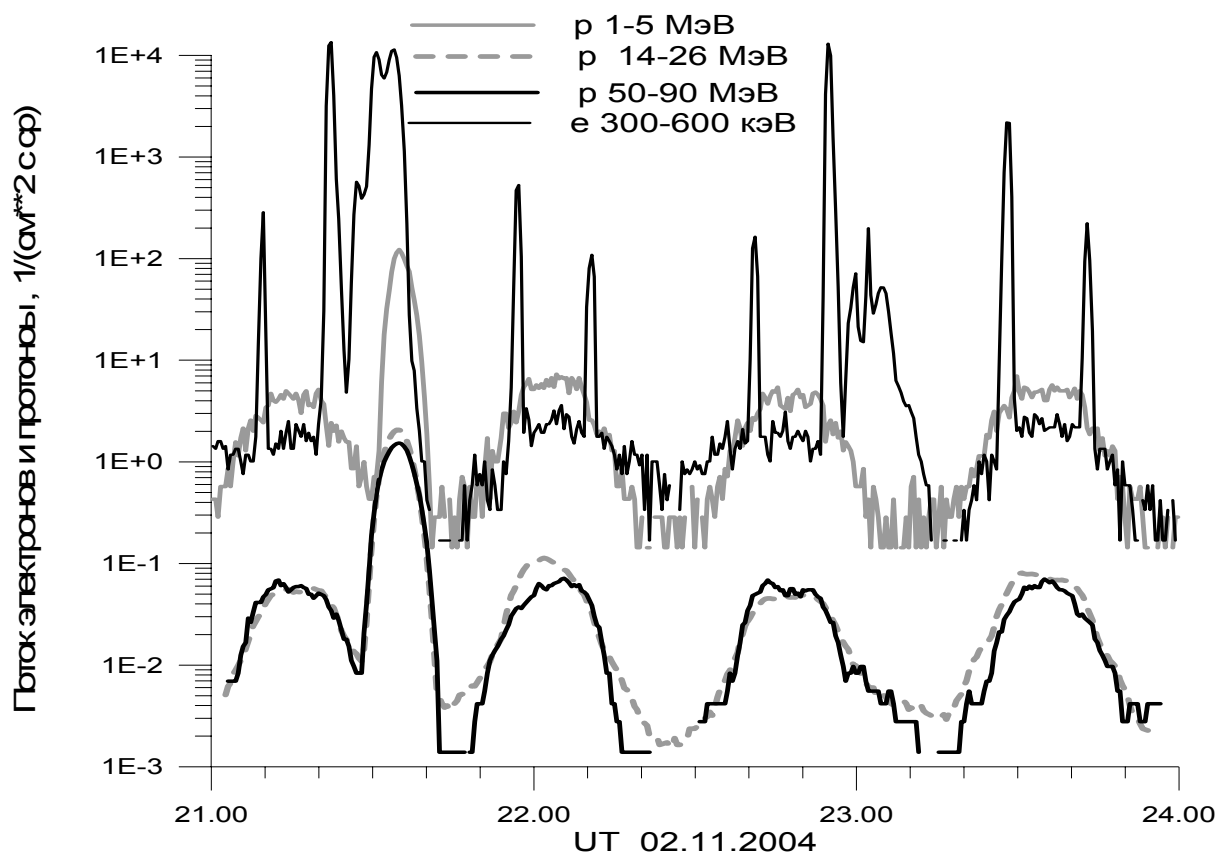


Рис.3. Временной ход потоков электронов и протонов различных энергий по данным ИСЗ КОРОНАС-Ф 2 ноября 2004 г.

Для данных, приведенных на рис. 3, КОРОНАС-Ф пересекает внешний электронный пояс в 21.10, 21.22, 21.57, 22.10, 22.40, 22.55, 23.27 и 23:42 UT, полярные шапки – в \sim 21.05–21.20, 21.55–22.10, 22.40–22.55 и 23.30–23.40 UT, внутренний РП (в области Бразильской аномалии) – в 21.35 UT, приэкваториальные области (под РП) – в 21.40–21.50, 22.15–22.35 и 23.05–23.20 UT.

Из рис. 3 видно, что потоки протонов с $E > 1$ МэВ в полярных шапках выше, чем на средних широтах и на экваторе (под РП), но значительно (более чем на порядок) ниже, чем во внутреннем РП в области Бразильской аномалии (максимум в 21.35). Вдоль магнитных силовых линий полярные области непосредственно сообщают-

ся с межпланетной средой и отражают ее динамику, поэтому в полярных шапках после солнечных вспышек событий наблюдается поток солнечных космических лучей, что видно и на данном рисунке. Когда Солнце спокойно, поток протонов в шапке мал и соответствует фону галактических космических лучей.

Во внутреннем поясе потоки электронов велики и соизмеримы (по порядку величины) с потоками электронов тех же энергий во внешнем поясе (см. рис. 2). Это проявляется и на рис. 3 при сравнении максимальные потоки электронов с $E = 0.3\div 0.6$ МэВ в 21.22 UT (пересечение внешнего РП) и в 21.28 UT (пересечение внутреннего пояса в области Бразильской аномалии).

Помимо внешнего радиационного пояса на рис.3. можно видеть дополнительные области повышенных потоков электронов, возникновение которых связано непосредственным ускорением электронов в области квазизахвата (в пределах этой области лежит зона полярных сияний). Во внутреннем поясе поток электронов велик, примерно того же порядка что и во внешнем поясе, но он опускается до высоты спутника только над БМА. А вот возрастаний потока протонов Мэв-ных энергий при пересечении внешнего пояса на рис. 3 не наблюдается, как и следовало ожидать.

Задание 1. Анализ данных ИСЗ КОРОНАС-И

1. Используя данные эксперимента на ИСЗ *КОРОНАС-И* получить в заданном преподавателем интервале времени цифровые файлы данных о потоках электронов в двух энергетических диапазонах - 0.5-1.5 и 2.7-6 МэВ (<http://dbserv.npi.msu.su/data/release2/elec.htm>) и потоках протонов (<http://dbserv.npi.msu.su/data/release2/prot.htm>)

в трех энергетических диапазонах - 4.5-65 МэВ, 30-65 МэВ и 65-150 МэВ и сохранить эти файлы.

2. Построить вариации потоков электронов и протонов в зависимости от времени и определить моменты прохождения максимумов внешнего и внутреннего радиационных поясов. Обосновать сделанные выводы, какие из отмеченных максимумов связаны с прохождениями внешнего радиационного пояса Земли, а какие – внутреннего.
3. По данным об индексах геомагнитной активности Kp и Dst (<http://dbserv.npi.msu.su/data/release2/omnionline.html>) выяснить, являлся ли исследуемый период времени магнитоспокойным или магнитоактивным.

Задание 2. Анализ данных ИСЗ «Университетский-Татьяна»

1. По данным эксперимента ИСЗ «Университетский-Татьяна» (<http://cosmos.msu.ru>) получить в заданном преподавателем интервале времени (возможный интервал времен начиная с января 2005 года г.) данные о потоках электронов энергией выше 70 кэВ и протонов выше 2 МэВ в нескольких энергетических каналах.
2. Построить зависимости потоков электронов и протонов от времени и определить моменты прохождения максимума внешнего и внутреннего радиационных поясов. Обосновать утверждение, какие из отмеченных максимумов связаны с прохождениями внешнего радиационного поясов Земли, а какие - внутреннего. (для этого указать, частицы каких сортов и какой энергии по данным ИСЗ «Университетский-Татьяна» наблюдаются во внешнем и внутреннем радиационных поясах).

3. По данным об индексах геомагнитной активности Кр <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/plots/kp.html> выяснить, являлся ли данный период времени магнитоспокойным или магнитоактивным.
4. Определить максимальные энергии протонов и электронов во внутреннем и внешнем РП. Найти положения максимума внутреннего и внешнего РП по L (для частиц разных энергий) и рассмотреть как они изменяются при изменении Кр-индекса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рёдерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М.: Мир. 1972.
2. Хесс В. Радиационный пояс и магнитосфера. М.: Атомиздат. 1972.
3. Модель космического пространства (Модель космоса – 1982). Под ред. С. Н. Вернова. М.: Изд. МГУ. 1983.
4. Тверской Б.А. Основы теоретической космофизики. М.: УРСС, 2004.

ПОТОКИ ЗАХВАЧЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ ЮЖНО-АТЛАНТИЧЕСКОЙ АНОМАЛИИ

Н. А. Власова, А. С. Ковтюх
(vlasova@tasped.sinp.msu.ru)

Цель задачи – изучение физических эффектов, связанных с воздействием аномалий геомагнитного поля на движение частиц РП и распределения их потоков на малых высотах. Задача предназначена для студентов физических факультетов университетов и других ВУЗов. Она может использоваться также для факультативных занятий учащихся старших классов средней школы.

История открытия радиационных аномалий

Радиационные аномалии на высотах 200÷300 км были открыты в экспериментах на втором и третьем советских кораблях-спутниках в августе и декабре 1960 г. с приборами, созданными в НИИЯФ МГУ и в ФИАН. Это открытие имеет важное научное и практическое значение и зарегистрировано в Государственном реестре научных открытий под № 237 с приоритетом от 27 декабря 1960 г. На рис. 1 приведены результаты этих экспериментов с прибором НИИЯФ МГУ.

На этом рисунке видны радиационные аномалии (изолинии, замкнутые в ограниченных по долготе областях): в южном полушарии, у берегов Бразилии и Южной Африки (Бразильская и Кейптаунская аномалии, которые объединяются в Южно-Атлантическую), и в северном полушарии, в районе Восточной Сибири и Северной Америки (Якутская и Берингова аномалии).

Неожиданность этого открытия будет понятна, если вспомнить, что по существующим до указанных экспериментов представлениям интенсивность ионизирующей радиации на высотах ~ 100÷1000 км и геомагнитных широтах в пределах ~ 60° (под РП) определяется

только космическими лучами и должна быть на много порядков величины ниже потоков, обнаруженных в аномалиях. На более высоких широтах, отвечающих внешнему РП, значительные потоки частиц можно было ожидать как результат высыпания частиц из поясов, но интенсивность таких потоков должна сильно варьировать со временем (спорадические высыпания частиц).

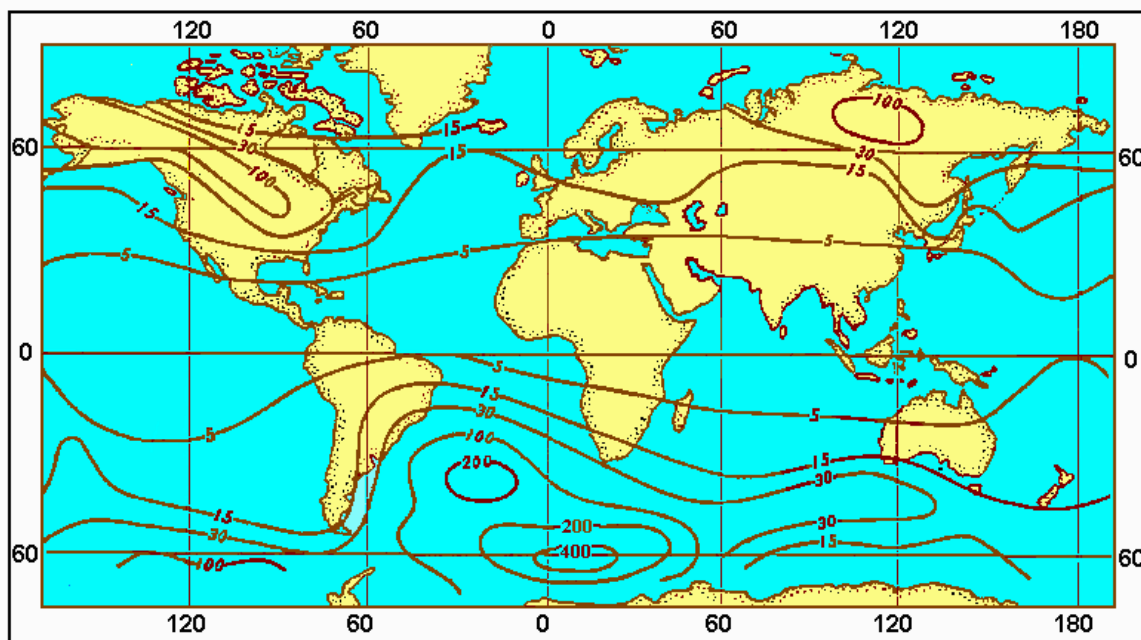


Рис. 1. Изолинии интенсивности электронов на высоте 320 км, построенные по данным сцинтилляционного детектора на втором советском корабле-спутнике [1]. Цифры на изолиниях соответствуют величинам потоков (в $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$).

Поскольку большинство пилотируемых космических объектов имеют наклонение менее 65° и летают на высотах 200÷400 км (под поясами), основной вклад в радиационную дозу, получаемую космонавтами на таких орбитах, вносят радиационные аномалии (в основном, Южно-Атлантическая). Поэтому изучение таких аномалий имеет не только научное, но и практическое значение, особенно для длительных полетов на орбитальных космических станциях.

По данным ИСЗ в области Бразильской аномалии обнаружена сильная корреляция высыпаний высокоэнергичных (десятки $MэВ$) протонов внутреннего РП с сильными землетрясениями [9], что может послужить основой нового метода предсказания землетрясений за несколько часов до их начала.

Радиационные аномалии на рис. 1 соответствуют тем областям, где проявляются отрицательные (Южно-Атлантическая и Берингова) и положительная (Якутская) аномалии магнитного поля Земли (см. рис. 2). Поэтому можно предположить, что радиационные аномалии связаны с влиянием магнитных аномалий на движение захваченных в геомагнитной ловушке частиц.

Магнитное поле Земли и его аномалии

В первом приближении собственное магнитное поле Земли описывается диполем с магнитным моментом $\mathbf{M} = 8.1 \times 10^{25}$ Гс·см³, смещенным относительно центра Земли на 300÷400 км к западной части Тихого океана (в сторону долготы 120°E) и наклонённым по отношению к оси вращения Земли на 11.5°. В результате этого магнитные полюса Земли не совпадают с географическими и в восточном полушарии геомагнитный экватор проходит севернее, а в западном – южнее географического.

Отметим, что поскольку любые магнетики притягиваются разноимёнными полюсами, северный конец стрелки компаса указывает на Южный магнитный полюс, расположенный вблизи Северного географического (у берегов Гренландии) и наоборот: Северный магнитный полюс находится около Южного географического полюса.

Расстояние от центра диполя до точки с магнитной широтой λ на данной силовой линии

$$R = LR_E \cos^2 \lambda, \quad (1)$$

где R_E – радиус Земли и L – безразмерный параметр Мак-Илвайна. В вершине силовой линии $R \equiv R_e = LR_E$, а по мере увеличения λ силовые линии приближаются к Земле и пересекают её поверхность на широте (она называется *инвариантной*) $\Lambda = \arccos L^{-1/2}$.

С ростом λ индукция поля вдоль силовой линии увеличивается:

$$B(\lambda) = \frac{M}{R_e^3} \cdot \frac{\sqrt{4 - 3\cos^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda}, \quad (2)$$

где

$$\frac{M}{R_e^3} = \frac{0.311}{L^3} \text{ Гс}.$$

Более точное представление магнитного поля вблизи Земли получается с учётом мультипольных членов разложения поля ($B \propto R^{-n}$, $n > 3$). Их вклад составляет $< 10\%$ от дипольной гармонике и быстро убывает с ростом расстояния от центра Земли.

На собственное магнитное поле Земли накладываются нестационарные поля ионосферных токовых систем, токов на магнитопаузе, кольцевого тока и токового слоя магнитосферного хвоста. Они существенно зависят от скорости солнечного ветра и направления межпланетного магнитного поля. Поэтому во внешних областях магнитосферы магнитное поле сильно отклоняется от дипольной конфигурации, но в сердцевине магнитосферы, на $L \sim 2 \div 5$, это поле очень хорошо описывается дипольным приближением. В этой области магнитное поле практически полностью (во всяком случае, для спокойных периодов) определяется земным магнетизмом.

Вблизи Земли, на $L < 1.5$, геомагнитное поле также, хотя и по другим причинам, значительно отклоняется от дипольного. В отличие от внешней магнитосферы, эти отклонения стационарны (в масштабах нашей жизни и даже в масштабах жизни народов). Эти

отклонения локализованы над определёнными географическими районами и называются аномалиями магнитного поля Земли. Различают небольшие аномалии (локализованные в областях с размерами несколько сотен км), связанные с неравномерностью остаточного магнетизма земной коры (крупнейшей из таких аномалий является Курская), и глобальные аномалии (размерами несколько тысяч км), связанные с токами в земном ядре. На движение частиц в геомагнитной ловушке влияют только аномалии последнего типа. На рис. 2 приведена карта изолиний индукции магнитного поля на высоте 1000 км, на которой летает ИСЗ «Университетский-Татьяна», и параметры дрейфовой оболочки L .

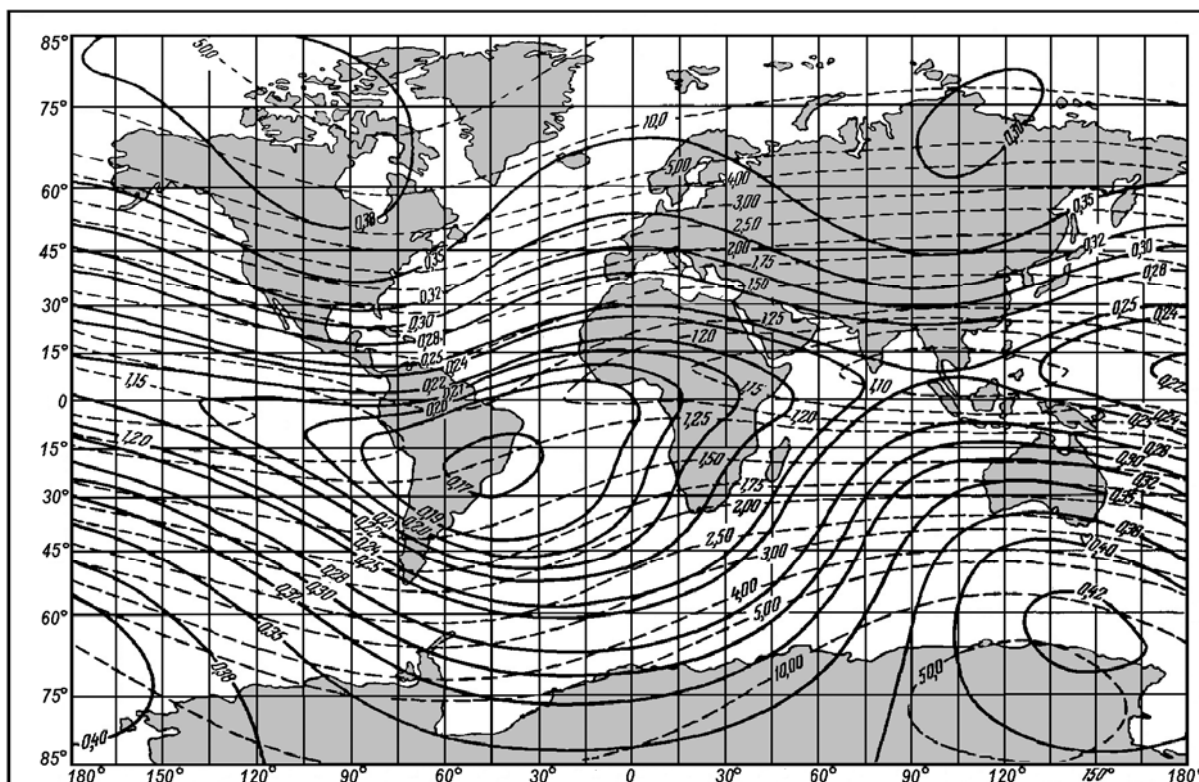


Рис. 2. Изолинии $L=const$ (пунктир) и $B=const$ (сплошные линии) на высоте 1000 км, построенные для модели магнитного поля, учитывающей наклон и сдвиг диполя от центра Земли, а также мультипольные члены разложения поля [11]. Величина поля выражена в гауссах ($1 \text{ Гс} = 10^5 \text{ нТл}$).

Для разных высот такие карты, как и карты изолиний потоков частиц, различаются: с ростом высоты относительная величина магнитной аномалии уменьшается, она немного смещается по широте и долготе и меняет конфигурацию.

Положительные и отрицательные аномалии (соответственно с повышенными и пониженными значениями поля) лежат в сопряжённых меридиональных плоскостях, что отражает наклон и сдвиг диполя от центра Земли. На положение и величину магнитных аномалий влияют также мультипольные члены разложения поля, в первую очередь квадруполь ($n = 4$) и октуполь ($n = 5$).

Наиболее обоснованной современной теорией земного магнетизма, которая привлекается и для объяснения магнитного поля Солнца, является теория самовозбуждающегося динамо. Согласно этой теории, основной механизм генерации магнитного поля Земли связан с конвективными вихревыми течениями в металлическом жидком ядре нашей планеты, на глубине более 2900 км, имеющими несколько квазиравновесных конфигураций. Гипотетический кольцевой электрический ток, связанный с этими вихрями и генерирующий магнитное поле Земли, протекает в противоположном вращению Земли направлении. С глобальными аномалиями магнитного поля Земли может быть связана некоторая эксцентricность этого тока относительно центра Земли.

Магнитное поле Земли меняется со временем (вековые вариации). Согласно результатам палеомагнитных исследований, в течение последних 1500 лет геомагнитное поле уменьшилось на одну треть, а в течение последних ста лет поле диполя понижается примерно по линейному закону со скоростью 5% за столетие (при этом наблюдается усиление более высоких гармоник поля и ось диполя прецессирует вокруг оси вращения Земли). При сохранении такой тенденции примерно через 2000 лет должна произойти реполю-

совка геомагнитного поля (изменение направления магнитного диполя на противоположное).

Однако такие сравнительно быстрые изменения и переполюсовка геомагнитного поля происходят только в переходные эпохи, одну из которых переживает наша планета в течение нескольких последних тысячелетий. В промежутках между ними величина и полярность поля практически не меняются; в последних циклах эволюции геомагнитного поля промежутки стабильности составляют в среднем $0.5 \div 1$ млн. лет, а иногда они продолжались в течение десятков миллионов лет (например, на протяжении всего пермского периода – $280 \div 230$ млн. лет до н. э.).

Вековые вариации магнитного поля Земли сопровождаются постепенным смещением глобальных магнитных аномалий по широте и долготе, их усилением или затуханием. При этом старые аномалии могут исчезать и рождаются новые. Напомним, что времена этих процессов составляют тысячи лет, и в масштабах человеческой жизни параметры магнитных аномалий Земли не меняются.

Движение заряженных частиц в геомагнитной ловушке

Движение частиц, захваченных геомагнитным полем, можно представить в виде суперпозиции трёх периодических движений.

Частицы с массой m и зарядом q вращаются вокруг магнитных силовых линий с периодом (*ларморовский период* или *гиропериод*)

$$T_1 \propto \frac{m}{qB}. \quad (3)$$

Этот период не зависит от энергии частиц. В экваториальной плоскости $T_1 \approx 1.15 L^3$ мкс для электронов и $2.12 L^3$ мс для протонов (с увеличением широты эти значения уменьшаются в десятки-сотни раз). Центр ларморовской окружности называется *ведущим центром* траектории частицы.

Ведущие центры частиц совершают колебательные движения вдоль магнитной силовой линии между точками отражения (*зеркальными точками*) с периодом

$$T_2 \propto \frac{L}{v} f(\alpha_0), \quad (4)$$

где v – скорость частицы, α_0 – питч-угол (угол между векторами \mathbf{v} и \mathbf{B}) в вершине силовой линии (*экваториальный питч-угол*). Период T_2 не зависит от массы и заряда частиц и слабо зависит от α_0 (увеличивается в $\sim 1.5 \div 2$ раза при уменьшении α_0 от 90° до 0).

$T_2(c) \approx 1.6L / \sqrt{E(\text{кэВ})} \sim 0.1 \div 1$ с для электронов и $T_2(c) \approx 2.2L / \sqrt{E(\text{МэВ})} \sim 0.5 \div 50$ с для протонов РП (для релятивистских частиц T_2 не зависит от E).

Ведущие центры частиц дрейфуют вокруг Земли. Для нерелятивистских частиц ($E \ll mc^2$) период этого дрейфа

$$T_3(\text{мин}) = \frac{44}{LE(\text{МэВ})}. \quad (5)$$

Для частиц с $E \gg mc^2$, к которым в нашем эксперименте относятся электроны с $E > 3$ МэВ, коэффициент 44 в формуле (5) нужно заменить на 88. Период T_3 не зависит от массы частиц и составляет $\sim 0.1 \div 500$ мин для частиц РП (для большинства частиц РП этот период приходится на интервал $\sim 1 \div 10$ мин). От α_0 этот период зависит слабо (увеличивается в ~ 1.5 раза при уменьшении α_0 от 90° до 0). Протоны дрейфуют на запад, электроны – на восток.

Поле в геомагнитной ловушке изменяется под воздействием вариаций параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля, кольцевого тока и токов в ионосфере. Но для частиц РП ха-

ракетные времена этих вариаций много больше времён T_1 и T_2 . Поэтому при движении в ловушке сохраняется магнитный момент (первый адиабатический инвариант) захваченной частицы

$$\mu = \frac{E}{B} \sin^2 \alpha \quad (6)$$

и второй адиабатический инвариант

$$I = \int p \cos \alpha dl, \quad (7)$$

где p и α – импульс и локальный питч-угол частицы [4, 5]. Интегрирование в (7) ведётся вдоль магнитной силовой линии между точками отражения частицы.

Из (6) видно, что при $\sin \alpha = 1$ частица достигает максимального значения $B = B_m$ (проходит точку отражения или зеркальную точку своей траектории) и

$$B_m = B_0 \sin^{-2} \alpha_0, \quad (8)$$

где $B_0(L)$ и α_0 – величина поля и питч-угол частицы в вершине силовой линии. Траектория частицы с $\alpha_0 = 90^\circ$ лежит в плоскости геомагнитного экватора. С уменьшением α_0 точки отражения приближаются к Земле и при достаточно малых α_0 (*конус потерь*) частица гибнет в верхних слоях атмосферы.

Благодаря сохранению инвариантов μ и I , траектория дрейфа частицы вокруг Земли определяется однозначно. Совокупность дрейфовых траекторий частиц с различными p и α , инжектированных в вершину магнитной силовой линии, заполняет некоторую поверхность (слой толщиной порядка ларморовского радиуса), которая называется L -оболочкой, и трёхмерное движение частицы сводится к двумерному (в координатах $\{L, B\}$). Эти координаты приме-

нимы и в областях, где геомагнитное поле отличается от дипольного (например в районах магнитных аномалий на малых высотах).

Магнитные и радиационные аномалии

Согласно рассмотренному характеру движения частиц и известной из механики теореме Лиувилля, в дипольном магнитном поле изолинии потоков захваченных частиц на любой фиксированной высоте должны идти параллельно экватору и замыкаться вокруг Земли. Однако магнитные аномалии искажают эту картину.

В районах положительных магнитных аномалий зеркальные точки дрейфующих частиц удаляются от Земли. Поэтому такие аномалии практически не влияют на времена жизни (немного увеличивают эти времена) и распределения потоков частиц на соответствующих L . Действительно, повышенные потоки электронов над Восточной Сибирью, регистрировавшиеся в эксперименте, результаты которого приведены на рис. 1, связаны не с положительной магнитной аномалией в этом районе, а с высыпанием электронов из РП. В последующих экспериментах аналогичные спорадические высыпания частиц РП (как электронов, так и протонов) регистрировались на всех долготах в интервале широт от ~ 60 до $\sim 70^\circ$.

Напротив, при дрейфе частиц в районе отрицательной аномалии зеркальные точки понижаются. Поэтому частицы с достаточно малыми питч-углами попадают здесь в плотные слои атмосферы, что приводит к существенному уменьшению времён жизни частиц на соответствующих L -оболочках.

Атмосфера не имеет резкой границы и продолжается в геомагнитную ловушку, где она называется экзосферой, но по мере уменьшения высоты (особенно на малых высотах) плотность атмосферы быстро нарастает (по экспоненциальному закону). Расчёты показывают, что при опускании зеркальных точек дрейфовой траек-

тории частиц до высоты ~ 100 км и ниже частица испытывает сильные ионизационные потери энергии, рассеивается по питч-углу и не возвращается в ловушку. Поэтому высота $h_{\min} = 100$ км принята (условно) за верхнюю границу атмосферы (для РП).

По этой высоте определяется конус потерь частиц на данной силовой линии магнитного поля: частицы, питч-углы которых попадают в этот конус, гибнут в плотных слоях атмосферы. В области азимутально-несимметричного поля конус потерь частиц на данной L зависит от долготы и используется понятие дрейфового конуса потерь [4]. На малых L величина дрейфового конуса потерь находится в области отрицательных магнитных аномалий.

Из всех магнитных аномалий Земли наиболее значительное влияние на потоки частиц оказывает Бразильская аномалия. Отметим, что в этой области величина магнитного поля на уровне моря такая, как на высоте ~ 1000 км вне аномалий. Поскольку Бразильская аномалия отрицательна и располагается на низких широтах, в этом районе происходит не только опускание зеркальных точек частиц, но и провисание дрейфовых оболочек к Земле. Радиальные градиенты потоков частиц на $L < 2$, соответствующих этой аномалии, очень велики (крутая внутренняя кромка РП), и указанное провисание дрейфовых оболочек приводит к значительному росту потоков частиц, связанному с увеличением L при переходе от границ к центру аномалии (на заданной высоте). В отличие от отрицательных магнитных аномалий на более высоких широтах (Кейптаунской и Беринговой), Бразильская аномалия оказывает сильное влияние на потоки частиц в гораздо более широком диапазоне питч-углов, практически полностью опустошая оболочки с $L < 1.1$ в течение одного дрейфового периода.

Отрицательные аномалии приводят к *эффекту «дворника»* (в качестве аналогии имеется в виду «дворник» лобового стекла ав-

томобиля, работающий во время дождя), также открытому в НИИЯФ МГУ [2]: при одинаковых L и B потоки электронов у западного края аномалии значительно выше, чем у восточного, а для протонов (и других положительных ионов) – наоборот. Этот эффект объясняется гибелью частиц в отрицательных аномалиях, а различие эффекта для электронов и протонов связано с тем, что первые проходят аномалию с запада на восток, а вторые – с востока на запад.

Восстановление потоков частиц (до квазипостоянных уровней) после прохождения отрицательных магнитных аномалий обеспечивается диффузией зеркальных точек траекторий частиц вдоль и поперёк магнитных силовых линий (см. раздел 1.2).

Авторы задачи благодарят сотрудников НИИЯФ МГУ Л.А.Кузнецову и Т.Н.Лукину за помощь в оформлении рисунков.

Задание

При выполнении задания используются базы экспериментальных данных, полученных на ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» (<http://cosmos.msu.ru>), а также графический редактор, позволяющий осуществлять операции с файлами данных.

1. Построить временной ход потоков заряженных частиц, полученный при движении спутника по орбите.
2. На этом временном ходе выделить участки резкого увеличения потоков, связанные с прохождением области Южно-Атлантической аномалии.
3. Построить зависимость интенсивности потоков протонов и электронов различных энергий от величины магнитного поля в области Южно-Атлантической аномалии.
4. Для области Южно-Атлантической аномалии построить распределения потоков частиц по широте и долготе.

5. Для данной широты найти восточно-западную асимметрию потоков протонов и электронов в области Южно-Атлантической аномалии (эффект «дворника»).
6. Построить карту изолиний потоков частиц (см. рис. 1) на высоте $h = 1000$ км.
7. По данным ИСЗ «КОРОНАС» (<http://www.coronas.ru>) построить аналогичную карту для $h = 500$ км.
8. Провести сравнительный анализ карт изолиний потоков частиц, построенных по данными ИСЗ «Университетский-Татьяна» и «КОРОНАС», в области Южно-Атлантической аномалии. Построить зависимость потоков частиц от высоты наблюдения над Южно-Атлантической аномалией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вернов С. Н., Савенко И. А., Нестеров В. Е. и др. Внешний радиационный пояс Земли на высоте 320 км // Доклады АН СССР. 1961. Т. 140. С. 787.
2. Вернов С. Н., Савенко И. А., Шаврин П. И., Тверская Л. В. О структуре радиационных поясов Земли на высоте 320 км // Геомагнетизм и аэрномия. 1963. Т. 3. С. 812-815.
3. Вернов С. Н., Савенко И. А., Тверская Л. В., Б. А. Твесркой Б. А., Шаврин П. И. Об интенсивности электронов радиационных поясов на высоте 180–330 км в районах, сопряженных с отрицательными геомагнитными аномалиями // Космич. исслед. 1965. Т. 3. С. 128–134.
4. Рёдерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М.: Мир. 1972.
5. Хесс В. Радиационный пояс и магнитосфера. М.: Атомиздат. 1972.
6. Космическая геофизика. Под ред. А. Эгеланда, О. Холтера и А. Омхольта. М.: Мир. 1976.

7. Модель космического пространства (Модель космоса – 1982). Под ред. С. Н. Вернова. М.: Изд. МГУ. 1983.
8. *Горяинов М. Ф., Дронов А. В., Ковтюх А. С., Сосновец Э. Н.* Пространственная, спектральная и угловая структуры потоков электронов с энергиями 30–210 кэВ на малых высотах в магнитно-спокойное время // *Космич. исслед.* 1983. Т. 21. С. 609–618.
9. *Воронов С. А., Гальпер А. М., Колдашев С. В. и др.* Возрастание потоков заряженных частиц высоких энергий в области Бразильской магнитной аномалии и сейсмичность Земли // *Космич. исслед.* 1990. Т. 28. № 5. С. 789.
10. *Шаверин П. И.* Радиационные аномалии Земли // В сб. “50 лет НИИЯФ”. Под ред. М. И. Панасюка и др. М.: Изд. МГУ. 1996. С. 74-80.
11. *Тверской Б.А.* Основы теоретической космофизики. М.: УРСС. 2004.

СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

И. Н. Мягова, С.И. Свертилов

(irina@srd.sinp.msu.ru)

Цель данной задачи – ознакомление с методами исследования динамики потоков и спектров солнечных космических лучей (СКЛ) по данным ИСЗ. Изучение СКЛ важно не только для исследования фундаментальной проблемы ускорения частиц на Солнце и в гелиосфере, но для решения прикладных задач, поскольку СКЛ являются одним из важнейших факторов «космической погоды». Описание работы содержит краткие сведения о вариациях СКЛ, вспышечных механизмах ускорения заряженных частиц, их распространении в межпланетном пространстве и влиянии СКЛ на околоземное космическое пространство. При выполнении задачи используются данные ИСЗ «Университетский-Татьяна», *GOES* и *ACE*. Для выполнения задачи необходимы навыки работы с базами космофизических данных в Интернете, а также владение графическим редактором. Данная задача может быть рекомендована студентам физических факультетов университетов и других ВУЗов (в рамках общего ядерного практикума).

Солнечная активность и генерация СКЛ

К характерным проявлениям солнечной активности относятся хромосферные вспышки – кратковременные (от секунд до десятков минут) возрастания яркости отдельных областей солнечного диска (наблюдения обычно ведут в линии H_{α}). Во время таких вспышек происходит локальный нагрев вещества хромосферы (до ~ 1 эВ) и солнечной короны (до ~ 1 кэВ), генерируются всплески электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн (от радио- до

жёсткого рентгеновского и гамма-излучения) и потоки энергичных нейтронов.

Наиболее сильные вспышки могут сопровождаться выбросами солнечного вещества в межпланетное пространство и генерацией солнечных космических лучей, состоящих из электронов, протонов, ядер гелия (α -частиц) и других атомных ядер. Элементный состав СКЛ в среднем соответствует составу солнечной атмосферы, хотя известно множество событий, в которых регистрировался избыток некоторых ядер (например, ядер изотопа ^3He). Суммарная энергия СКЛ (по всем частицам) достигает 10% от полной энергии вспышки и электроны вносят в эту энергию не более 0.1%.

Средняя мощность солнечной вспышки составляет $\sim 10^{29}$ эрг/с, а полная энергия, выделяющаяся во время таких вспышек, может достигать $\sim 10^{32}$ эрг ($\sim 10^{38}$ МэВ). Такие большие энерговыделения оказывают существенное воздействие не только на состояние межпланетной среды, но и на магнитосферу и верхнюю атмосферу Земли. Высокоэнергичные излучения солнечных вспышек – один из наиболее существенных факторов, определяющих радиационную обстановку и безопасность космических полётов.

Хотя вероятность появления солнечной вспышки коррелирует с 11-летним циклом солнечной активности (в максимуме солнечной активности регистрируется наибольшее количество вспышек), наиболее сильные вспышки наблюдались на фазах подъёма и спада солнечного цикла.

Во время слабых вспышек интенсивность СКЛ возрастает только во внешних областях магнитосферы, которые проецируются на полярные шапки, а в сильных вспышках такие возрастания регистрируются также на средних и низких широтах. Известны случаи возрастания потоков космических лучей, связанные с солнечными вспышками, на приэкваториальных широтах, что свидетельствует о

присутствии в СКЛ частиц с энергиями в десятки ГэВ. Пример возрастания интегральных потоков протонов СКЛ в $\sim 10^3$ раз во время очень мощной солнечной вспышки 29 сентября 1989 г. приведен на рис. 1а. На рис. 1б приведен интегральный энергетический спектр протонов СКЛ во время этой вспышки.

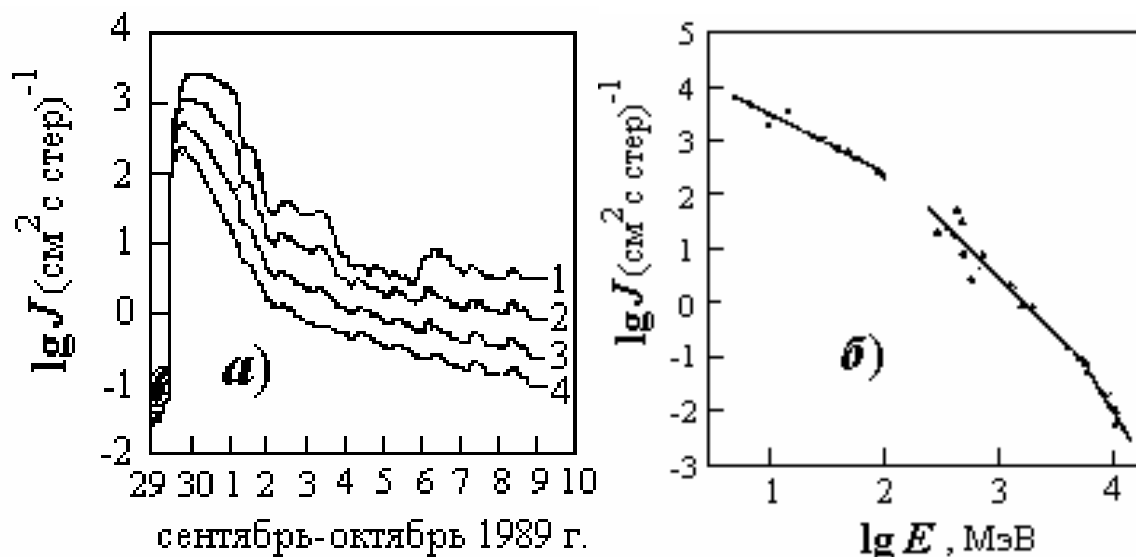


Рис.1. а). Временной ход потоков протонов СКЛ с $E > 10$ (1), > 30 (2), > 60 (3) и > 100 (4) МэВ после вспышки 29 сентября 1989 г. по данным ИСЗ GOES.

б). Энергетический спектр протонов СКЛ во время вспышки 29 сентября 1989 г. по данным ИСЗ (GOES, MET), баллонных экспериментов и наземных нейтронных мониторов.

Спектр частиц СКЛ при достаточно большой энергии (для протонов – более нескольких десятков МэВ) имеет близкую к степенной форму ($J \propto E^{-\gamma}$) с показателем $\gamma \sim 3\div 4$ для дифференциальных и $\sim 2\div 3$ для интегральных распределений. При меньших энергиях крутизна спектра СКЛ уменьшается, а при очень больших энергиях (для протонов – более нескольких ГэВ) спектр обрезается (крутизна спектра резко увеличивается). Эти особенности спектров СКЛ видны и на рис. 1б.

Как правило, солнечные вспышки имеют свои индивидуальные особенности - от события к событию сильно различаются и характерные параметры вспышечных эффектов.

Возможные механизмы генерации СКЛ

Несмотря на прогресс в изучении природы солнечных вспышек за последние годы, полное понимание этого явления пока не достигнуто и общепринятой теории происхождения СКЛ пока нет.

Есть много свидетельств в пользу того, что СКЛ генерируются непосредственно на Солнце. Так, при наблюдении вспышки на солнечных долготах, связанных с Землей силовыми линиями межпланетного магнитного поля (ММП), начало возрастания СКЛ вблизи Земли запаздывает относительно начала вспышки на время, которое, соответствует распространению СКЛ от Солнца до Земли (вдоль данной силовой линии ММП). Мощные вспышки сопровождаются всплесками жёсткого рентгеновского излучения, которое связано с тормозным излучением энергичных электронов при их распространении из области вспышки вглубь солнечной короны.

Разработаны несколько механизмов ускорения частиц непосредственно в области вспышки. Так, в механизме Сыроватского частицы ускоряются индукционными электрическими полями в области вспышки, возникающими при изменениях магнитных полей в результате быстрого сближения солнечных пятен (электромагнитный механизм). Известен также механизм генерации СКЛ в ядерных реакциях с участием энергичных нуклонов, которые могут происходить в области вспышки. В пользу такого механизма свидетельствует регистрация во время некоторых вспышек нейтронов и γ -квантов с энергиями в десятки-сотни МэВ (γ -кванты таких энергий рождаются при распаде π^0 , генерированных во вспышках).

Однако в последнее время обнаружено, что в ряде случаев СКЛ могут генерироваться за пределами областей, в которых развиваются солнечные вспышки. Протоны и ядра могут ускоряться до 100 МэВ/нуклон ударными волнами в межпланетной среде. Мощные ударные волны, которые могут ускорять протоны и α -частицы до ~ 20 ГэВ, возникают также в пограничных с солнечной короной областях (на высотах $5\div 10$ солнечных радиусов) в результате распада волокон солнечной короны, сопровождающегося выбросами коронального вещества (СМЕ). Последние представляют собой плазменные облака повышенной плотности с «вмороженными» в них магнитными полями. Такие облака сильно изменяют структуру гелиосферы и вызывают сильные геомагнитные бури. Ускорение частиц на ударных волнах обеспечивается статистическим механизмом Ферми.

В одной и той же вспышке временные профили потоков электронов и протонов СКЛ обычно различаются (по сравнению с протонами, возрастания потоков электронов имеют, как правило, более кратковременный характер). Поэтому можно предположить, что различные компоненты СКЛ генерируются разными механизмами.

Задание

Ч. I. Протоны СКЛ

1. По данным эксперимента на ИСЗ *GOES-11*, представленным на http://sec.noaa.gov/ftpmenu/plots/2005_plots/proton.html для заданного преподавателем периода определить (с точностью до часа) моменты начала роста, достижения максимума и окончания спада (на три порядка величины от максимума) потоков протонов СКЛ.
2. По сводной таблице данных о вспышках *Solar Event Reports* за 2005 год http://sec.noaa.gov/ftpmenu/indices/2005_events.html определить моменты начала, максимума и конца вспышки, вызвавшей

- данное событие СКЛ, а также ее координаты и номер активной области на Солнце, в которой она произошла.
3. По данным ИСЗ GOES-11 для заданного периода построить временной ход интегральных потоков протонов с $E > 10$, >50 и >100 МэВ. Цифровой файл данных следует взять в <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/lists/particle.html>, если вспышка произошла не более чем за три месяца до момента выполнения задачи. Для более ранних вспышек цифровой файл данных следует получить из архивов NGDC <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/>, действуя по правилам, описанным в разделе 1.4 настоящего сборника.
 4. По данным эксперимента ИСЗ «Университетский-Татьяна» (<http://cosmos.msu.ru>, раздел «Космический практикум») построить временной ход интегральных и дифференциальных потоков протонов различных энергий за исследуемый период.
 5. По временным зависимостям, полученным в п. 4, определить интервалы времени пребывания ИСЗ «Университетский-Татьяна» в полярных шапках (проверить правильность определения по широте или L) и вычислить средние значения интегральных и дифференциальных потоков протонов в эти интервалы времени.
 6. Полученные в п. 5 значения интегральных потоков по данным ИСЗ «Университетский-Татьяна» нанести на временной ход интегральных потоков протонов, построенный в п. 1 и сравнить их.
 7. По данным ИСЗ GOES и «Университетский-Татьяна» построить синхронные интегральные энергетические спектры, сравнить их и проследить временные вариации.
 8. По данным эксперимента на ИСЗ GOES-11, представленным на <http://sec.noaa.gov/ftpmenu/lists/pchan.html> или в архиве NGDC <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr> (аналогично пункту 3 данной задачи) для заданного интервала построить временной ход дифференциальных потоков протонов (начиная с канала 9÷15 МэВ).

9. Полученные в п. 5 значения дифференциальных потоков по данным ИСЗ «Университетский-Татьяна» нанести на временной ход дифференциальных потоков протонов, построенный в п. 8 по данным ИСЗ *GOES-11*, и сравнить их.
10. По данным ИСЗ *GOES* и «Университетский-Татьяна» построить синхронные дифференциальные энергетические спектры, сравнить их и проследить временные вариации. Сравнить полученные дифференциальные спектры с интегральными, полученными в п.7 и объяснить существующую разницу.

Ч. II. Электроны СКЛ

1. По данным эксперимента ИСЗ *ACE*, представленного на <http://sd-www.jhuapl.edu/ACE/EPAM/spec.html> для заданного преподавателем периода определить моменты начала роста, достижения максимума и спада (на два порядка величины от максимума) потоков электронов СКЛ. Использовать данные детектора DE30 (в представлении Graphical Plot) и кнопку [wart (2e,1p,z>1)]. 32-дневные среднечасовые данные о потоках электронов представлены на самой нижней панели.
2. По таблице данных о вспышках Solar Event Reports за 2005 год http://sec.noaa.gov/ftpmenu/indices/2005_events.html определить моменты начала, максимума и конца вспышки, вызвавшей данное событие СКЛ, а также координаты и номер активной области на Солнце, в которой она произошла.
3. По данным *ACE* <http://sd-www.jhuapl.edu/ACE/EPAM/spec.html> об интегральных потоках электронов (используя форму вывода информации Raw Text Data) получить текстовые файлы данных и построить для заданного периода временной ход потоков электронов для имеющихся четырех дифференциальных каналов.

4. По данным ИСЗ «Университетский-Татьяна» (<http://cosmos.msu.ru>, раздел “Космический практикум”) за интересующий нас период построить временной ход потоков электронов разных энергий.
5. По результатам, полученным в п. 4, определить интервалы прохождения ИСЗ «Университетский-Татьяна» полярных шапках (по времени и широте) и вычислить средние значения потоков электронов в полярных шапках.
6. Полученные в п. 5 значения потоков нанести на временной ход потоков электронов, построенный в п. 1 по данным ИСЗ ACE, и сравнить их. Для сравнения интегральных потоков электронов, измеренных на ИСЗ «Университетский-Татьяна» с данными ИСЗ ACE преобразовать данные ACE в интегральный вид.
7. По данным ИСЗ ACE и «Университетский-Татьяна» построить синхронные дифференциальные энергетические спектры электронов, и проследить временные вариации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Паркер Е. Динамические процессы в межпланетной среде. М.: Мир. 1965.
2. Дорман Л. И., Мирошниченко Л. И. Солнечные космические лучи. М.: Наука. 1968.
3. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. М.: Наука. 1983.
4. Физика космоса: Маленькая энциклопедия. Под ред. Р. А. Сюняева. М.: Советская энциклопедия. 1986.

СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР В ГЕЛИОСФЕРЕ

С. А. Красоткин

sergekrras@rambler.ru

Цель задачи – знакомство со структурой межпланетного магнитного поля, гелиосферы, с распространением солнечного ветра и вспышечных выбросов солнечного вещества, а также с методом восстановления данных о местоположении солнечной вспышки, вызвавшей геомагнитную бурю. Работа рассчитана на студентов, изучающих физику космоса, астрономию, естествознание. Выполнение настоящей работы не требует специальных навыков и знаний.

Солнечно-земные связи

Солнечно-земная физика рассматривает связи явлений, происходящих на Земле и в околоземном космическом пространстве, с солнечной активностью. На рис. 1 показана общая схема солнечно-земных связей.

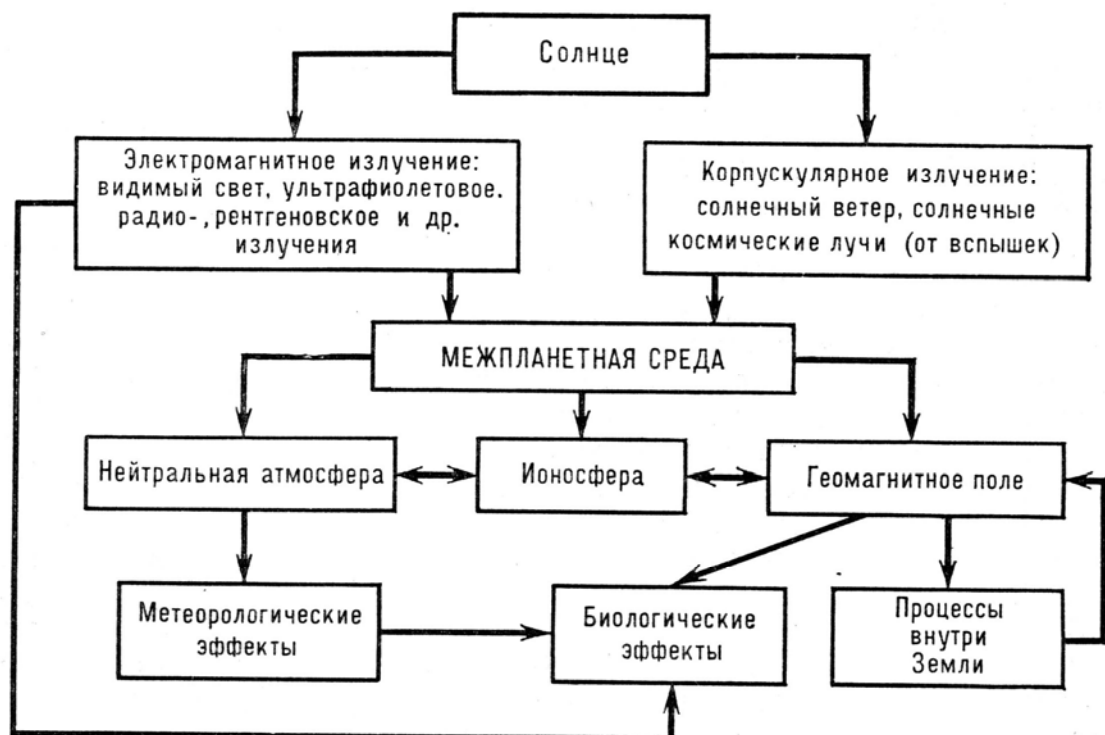


Рис. 1. Солнечно-земные связи

Солнце вращается вокруг оси, отклоняющейся от нормали к плоскости эклиптики на угол $7^{\circ}15'$, причём угловая скорость (Ω), выраженная в градусах в сутки, убывает по мере увеличения гелиографической широты (λ): $\omega = 14.4^{\circ} - 2.7 \cdot \sin^2 \lambda$. Соответствующий период (сидерический период) составляет около 25 дней на экваторе и достигает 30 дней вблизи полюсов. Земля движется вокруг Солнца в ту же сторону, и период вращения Солнца относительно земного наблюдателя (синодический период) составляет почти 27 дней на экваторе и 32 дня у полюсов. На экваторе линейная скорость вращения составляет около 2 км/с. На рис. 2 представлена схема вращения Солнца: детали, расположенные вдоль центрального меридиана (слева) и их положение после одного оборота Солнца вокруг оси (справа).

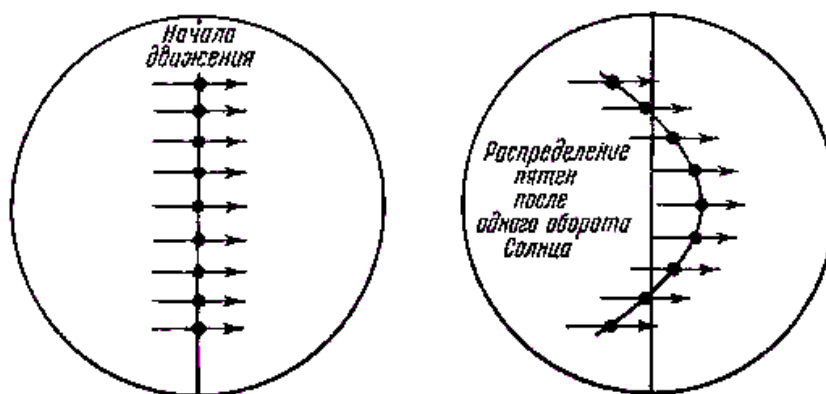


Рис. 2. Дифференциальное вращение Солнца

Поток энергии от Солнца нагревает корональную плазму до ~ 100 эВ и не уравновешивается излучением короны (из-за ее малой плотности), т.е. солнечная корона не находится в состоянии гидростатического равновесия и непрерывно расширяется. Продолжение солнечной короны в межпланетное пространство (до ~ 100 а.е.) называется гелиосферой, а радиальные потоки солнечной плазмы, уносящие избыточную энергию короны, – солнечным ветром.

Магнитные поля на Солнце, лежащие в основе механизма солнечной активности, выносятся солнечным ветром в гелиосферу, где формируется межпланетное магнитное поле (ММП). Силовые линии ММП имеют форму спирали Архимеда (см. рис. 3), которая отвечает траектории точки, движущейся с постоянной радиальной скоростью V от центра, по отношению к системе, вращающейся с угловой скоростью ω : $R = \alpha \cdot \varphi$, где R – расстояние от центра спирали (центра Солнца), φ – полярный угол и $\alpha = V / \omega$. На расстоянии ~ 100 а.е. ММП встречается с межзвёздным магнитным полем.

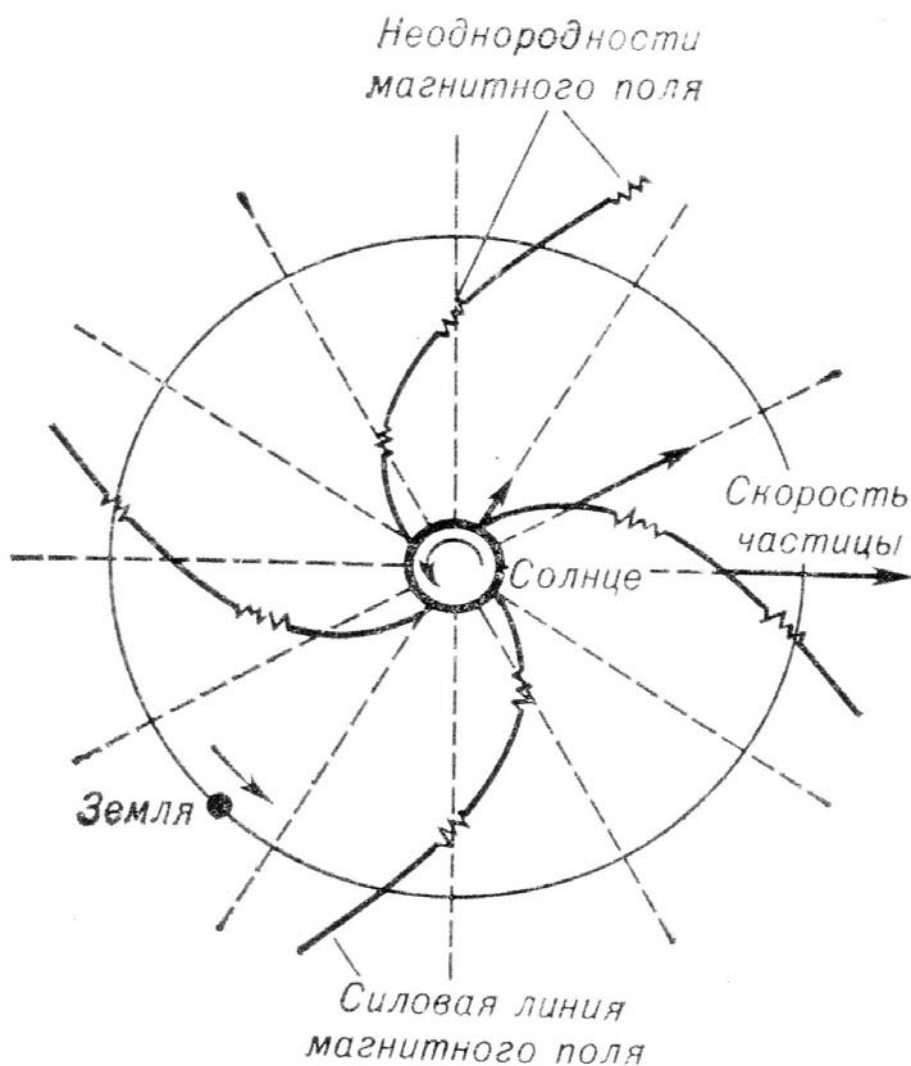


Рис. 3. ММП в плоскости эклиптики
(ситуация четырехсекторной структуры)

Гелиосфера содержит спиральный токовый слой, разделяющий ММП на области с противоположной полярностью магнитного поля (см. рис. 4). Этот слой не лежит целиком в плоскости магнитного экватора, а представляет рифленую поверхность (предполагается, что этот слой отклоняется от плоскости экватора на $\pm 15^\circ$). Поэтому в плоскости эклиптики ММП имеет секторную структуру: в одних секторах оно направлено к Солнцу, в других – от Солнца. Поскольку соседние сектора имеют противоположные полярности, крупномасштабная структура ММП должна состоять из четного числа секторов чередующейся полярности.

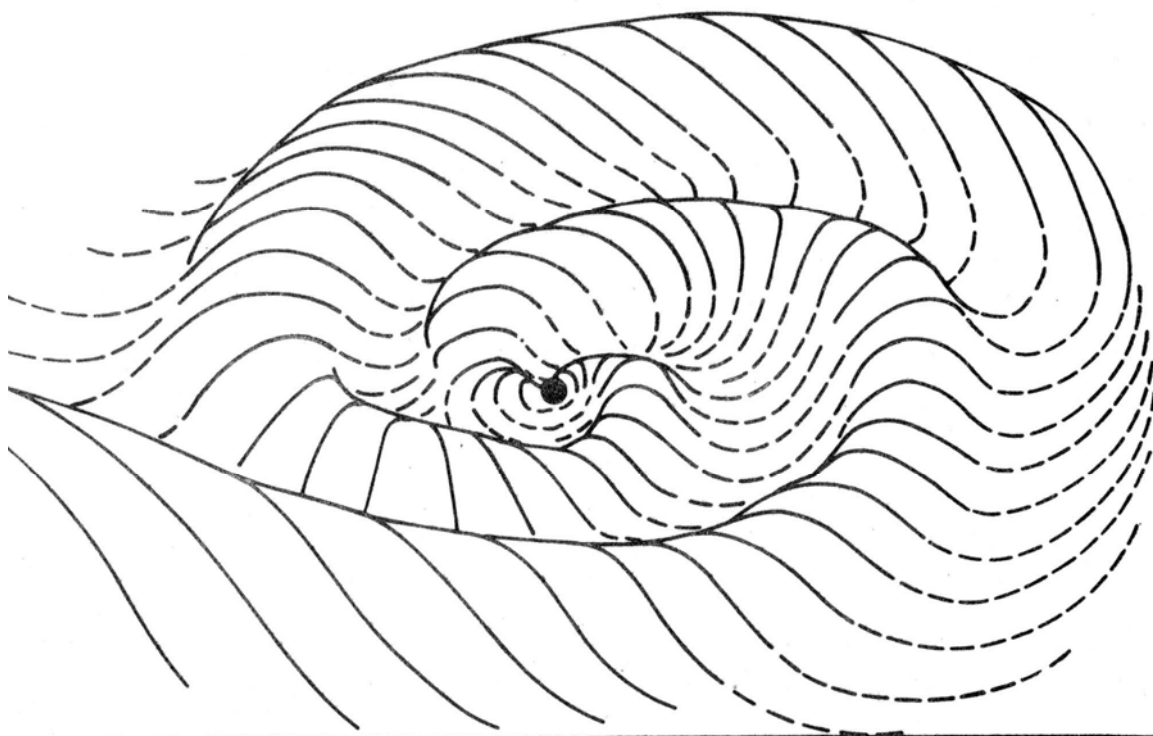


Рис. 4. Токовый слой во внутренней области гелиосферы (кружок в центре – Солнце). Сплошные и пунктирные линии располагаются над и под плоскостью солнечного экватора соответственно.

Регулярность ММП может нарушаться плазменными неустойчивостями, прохождением ударных волн и потоков быстрых частиц от солнечных вспышек.

Спорадически возникающие на Солнце взрывные процессы – солнечные вспышки – относятся к важнейшим проявлениям солнечной активности. Во время таких вспышек Солнце «вбрасывает» в гелиосферу дополнительную энергию, эквивалентную взрывам миллионов атомных бомб. Примерно половина энергии солнечной вспышки содержится в высокоскоростных потоках солнечного ветра и «корональных выбросах массы» (облаках замагниченной плазмы, движущихся со скоростью до 1000 км/с), другая половина – в жёстком электромагнитном излучении (жёсткий ультрафиолет, рентгеновские и γ -лучи) и в потоках высокоэнергичных частиц (протонов с энергиями от 1 МэВ до 10 ГэВ и электронов с энергиями от 2 кэВ до 1 МэВ) солнечных космических лучей (СКЛ). Солнечные вспышки существенно изменяют свойства и структуру гелиосферы (см. рис. 5).



Рис. 5. Возмущения ММП, вызванные солнечной вспышкой

Электромагнитное излучение Солнца достигает Земли за 8.5 минут, СКЛ – менее, чем за 1 час, и корональный выброс массы достигает орбиты Земли за 20÷40 ч (см. рис. 6 и 7).

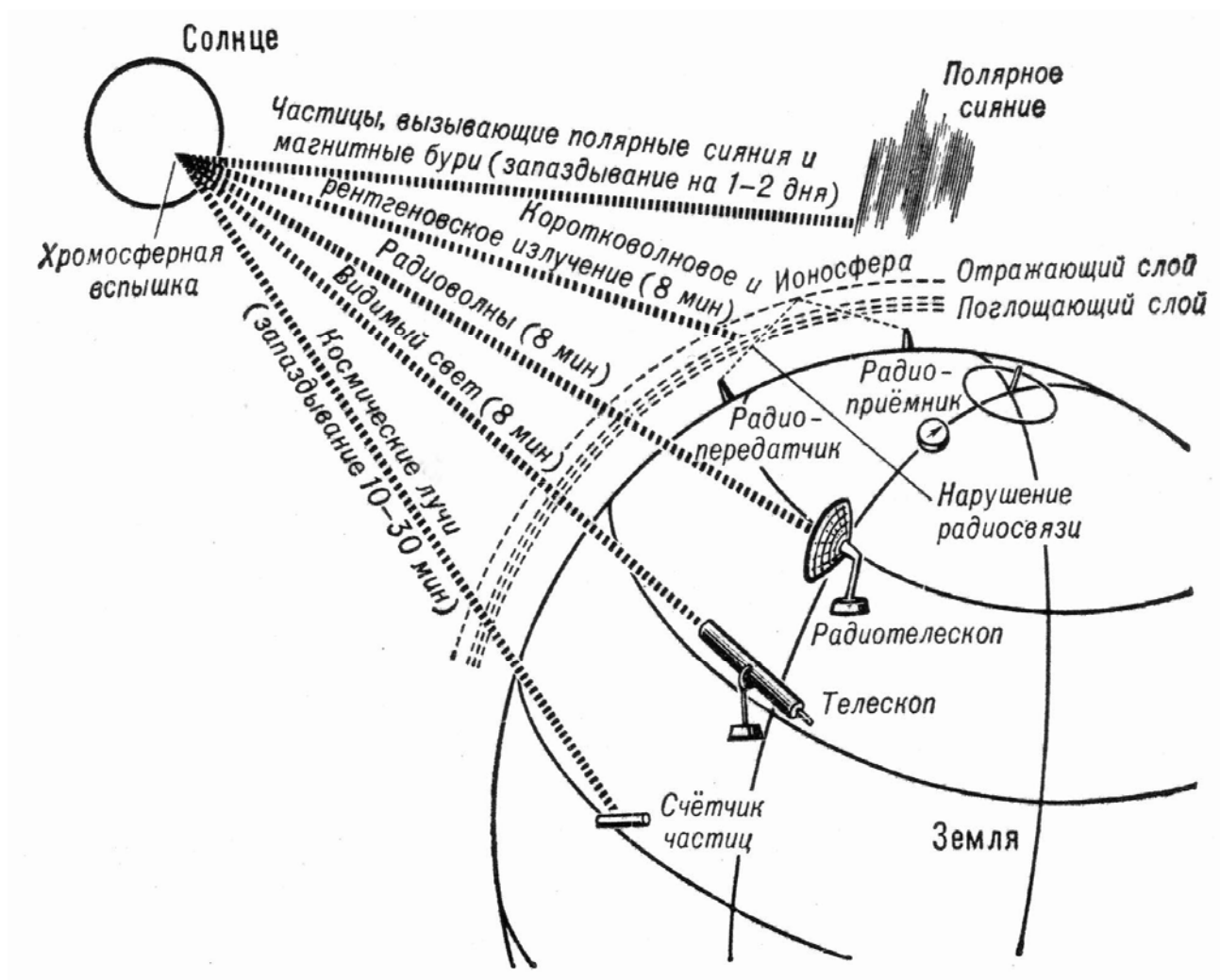


Рис. 6. *Различные проявления солнечных вспышек и методы их регистрации*

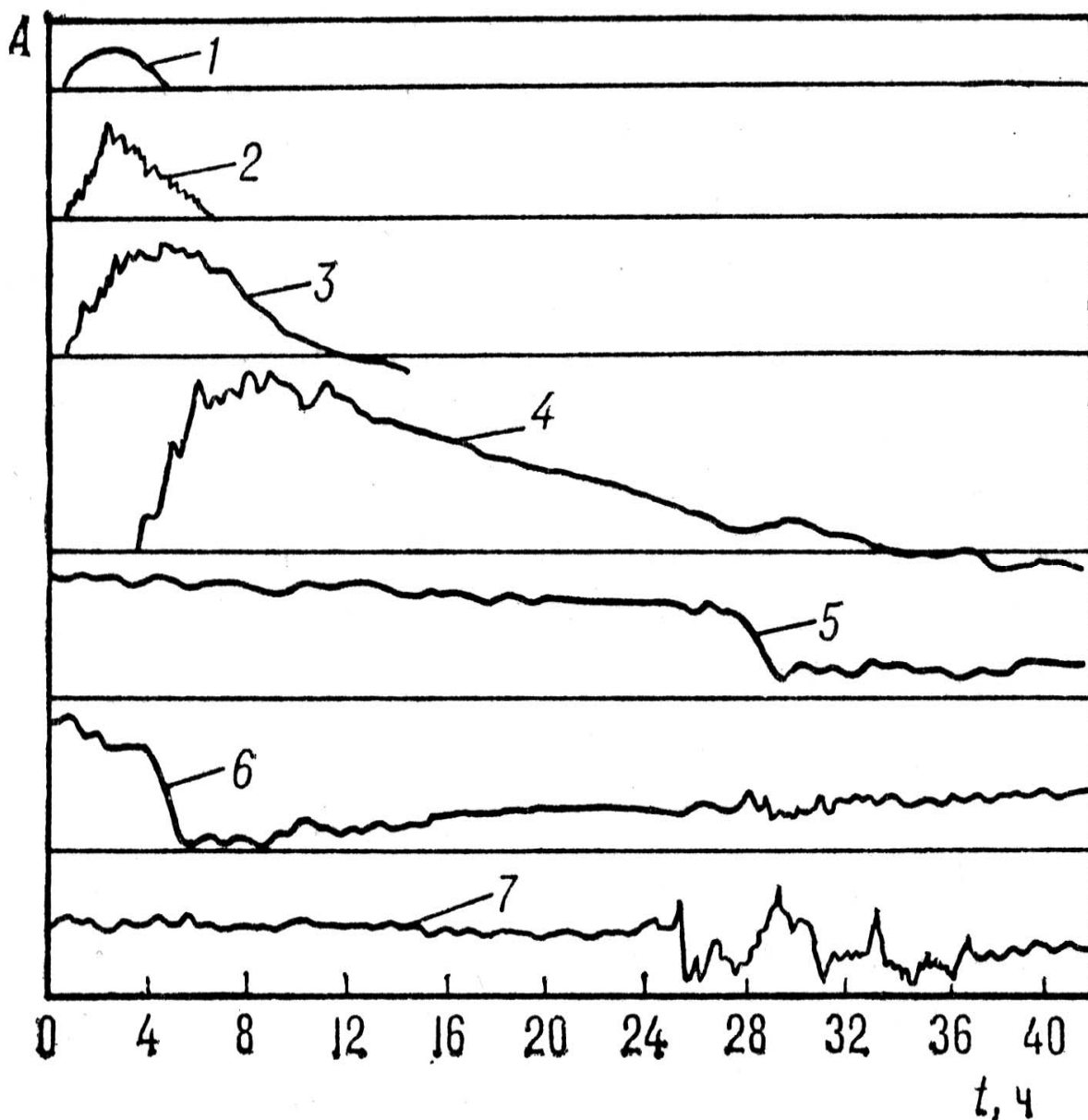


Рис. 7. Типичная временная диаграмма различных послевспышечных явлений: 1 – видимое излучение вспышки, 2 – сантиметровые радиоизлучение, 3 – метровое радиоизлучение, 4 – СКЛ, 5 – ГКЛ (Форбуш-эффект), 6 – поглощение космического радиоизлучения в полярных шапках, 7 – вариации геомагнитного поля (магнитные бури). По вертикальной оси отложена условная амплитуда вариаций A , по горизонтальной – время t в часах после начала солнечной вспышки.

Солнечные вспышки вызывают разнообразные геофизические явления (см. рис. 8).

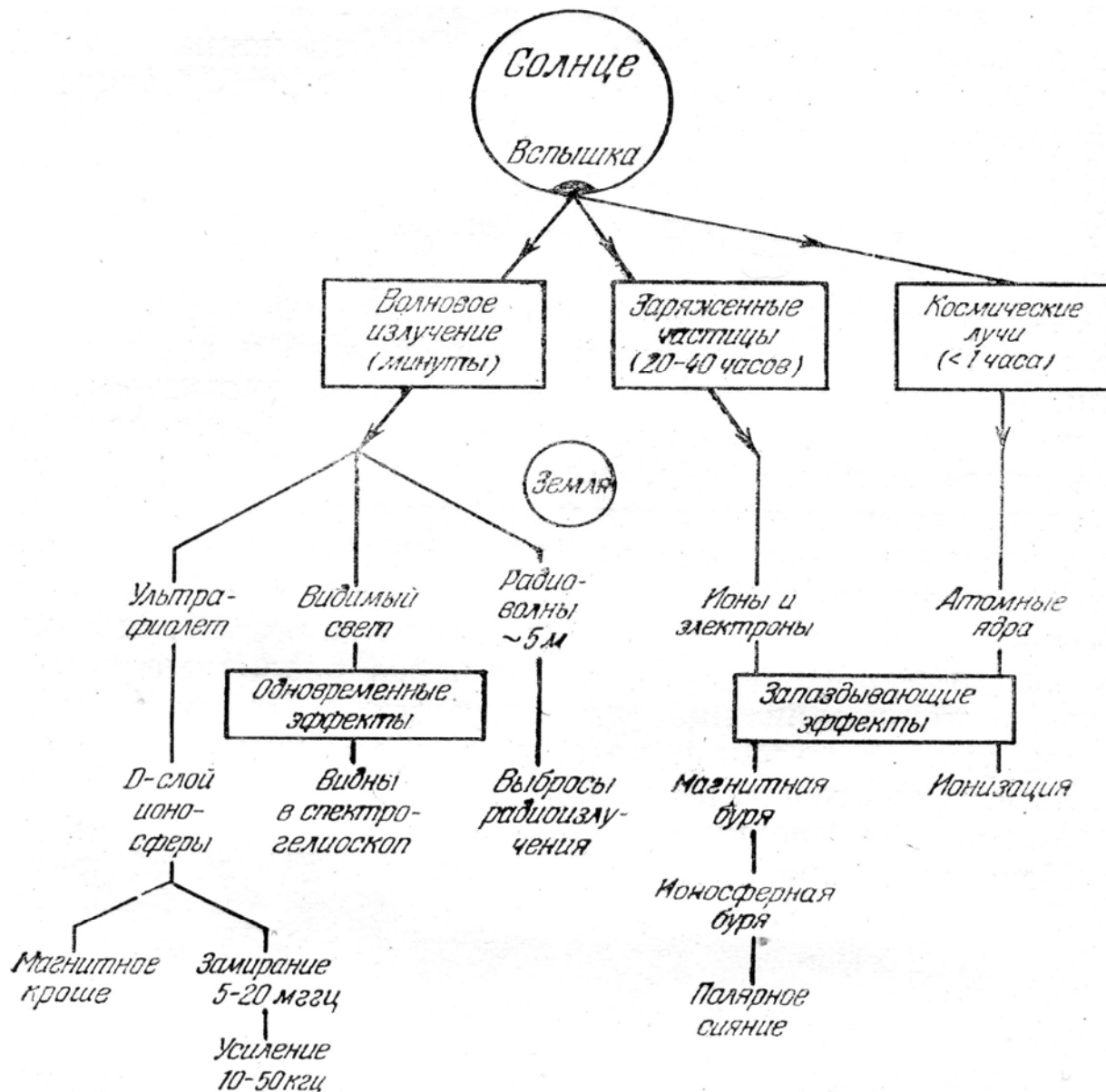


Рис. 8. Излучения солнечной вспышки и вызываемые ими геофизические эффекты

Наиболее энергичные протоны СКЛ (с $E > 0.1 \div 1$ ГэВ) достигают Земли через 15÷30 мин после начала видимой вспышки и могут регистрироваться в течение десятков часов. Попадая в атмосферу Земли (в области полярных шапок), они вызывают дополнительную ионизацию ионосферы и нарушение радиосвязи на коротких волнах. Интенсивные потоки СКЛ – главная опасность для экипажей и оборудования космических кораблей.

Во время мощных вспышек и геомагнитных бурь интенсивность потоков протонов галактических космических лучей (ГКЛ) кратковременно (примерно на сутки) уменьшается (до 50% в межпланетном пространстве и до 25÷30% в атмосфере Земли на высотах 10÷20 км). Это явление называется Форбуш-эффектом (открыто в 1937 г. американским физиком С. Форбушем) и объясняется рассеянием ГКЛ ударными волнами и крупномасштабными неоднородностями ММП. Падение уровня ГКЛ уменьшает скорости образования аэрозолей (конгломерата молекулярных соединений и пыли), которые определяют оптическую прозрачность нижней атмосферы. Атмосфера становится прозрачнее и на широтах выше 60° приток энергии излучения в видимой области спектра увеличивается на ~ 80%.

Средний поток протонов в солнечном ветре спокойного Солнца на расстоянии 1 а.е. составляет $2.4 \cdot 10^8$ см⁻²·с⁻¹. Во время солнечных вспышек этот поток внезапно возрастает в десятки раз и, доходя до орбиты Земли, вызывает сильное и резкое поджатие границы геомагнитосферы (магнитопаузы), что может приводить к геомагнитной буре. Во время таких бурь Н–компонент магнитного поля на средних и низких широтах (на поверхности Земли) понижается на 50÷600 нТл. Типичная вариация геомагнитного поля во время магнитной бури, наблюдавшаяся на низкоширотной обсерватории Гонолулу (Гавайские острова) 5–6 июня 1967 г., приведена на рис. 9.

Особенно сильное воздействие на геомагнитосферу оказывают корональные выбросы массы (в том случае если они встречаются с магнитосферой, а не проходят мимо): они могут приводить к гигантским геомагнитным бурям (D_{st} достигает $-300 \div 600$ нТл).

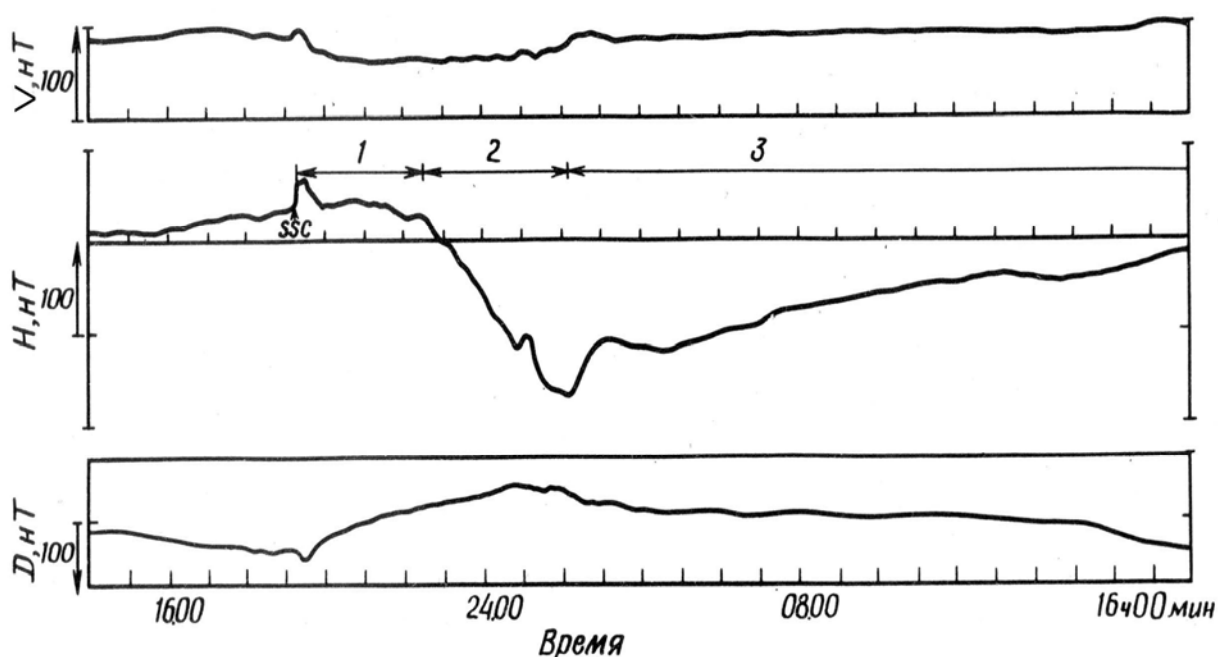
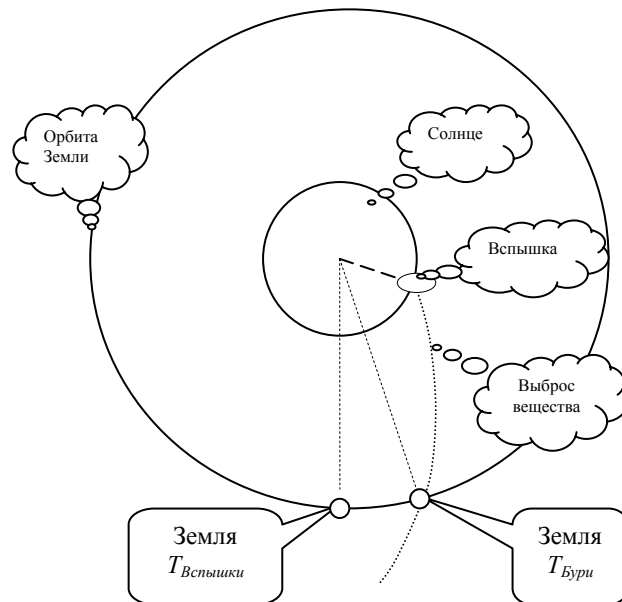


Рис. 9. Магнитограммы. По оси абсцисс отложено мировое время (UT), по оси ординат – составляющие геомагнитного поля (D , H , V) в нТл. 1 – внезапное начало (SSC) и фаза развития, 2 – главная фаза, 3 – фаза восстановления.

Из-за спиральной формы силовых линий ММП наиболее геоэффективные вспышечные события происходят не вблизи центра солнечного диска, а у основания силовой линии, соединяющей точку наблюдения с Солнцем, т.е. на $10 \div 30^\circ$ к западу от центрального меридиана.



Задания

1. По известной скорости регистрируемого в околоземном космическом пространстве солнечного ветра (найти текущее значение на страничке www.spaceweather.com):
 - 1.1. Определить его радиальную составляющую и направление прихода к Земле (угол к направлению на Солнце).
 - 1.2. Найти время распространения от Солнца до Земли зарегистрированного солнечного ветра.
 - 1.3. Определить на Солнце местоположение источника пришедшего к Земле солнечного ветра.
 - 1.4. Указать использованные при выполнении работы допущения. Оценить их влияние на полученный результат.

2. Зная момент и координаты происшедшей на Солнце вспышки (информацию о недавних можно найти на той же страничке):

- 2.1. Найти время возможного наступления геомагнитной бури в зависимости от радиальной скорости распространения вспышечного выброса вещества.
 - 2.2. Построить зависимость регистрируемой скорости солнечного ветра от момента времени его регистрации в околоземном космическом пространстве.
 - 2.3. Указать использованные допущения и оценить их влияние на результат.
3. Зная момент наступления сильной геомагнитной бури и скорость солнечного ветра на ее момент (найти данные можно на той же страничке):
- 3.1. Оценить координаты местоположения солнечной вспышки, которая могла инициировать эту геомагнитную бурю.
 - 3.2. Оценить время наступления этой солнечной вспышки.
 - 3.3. Указать использованные допущения и оценить их влияние на результат.
 - 3.4. Проверить (на той же страничке, в архиве), имела ли место локализованная солнечная вспышка. Объяснить причины возможного отсутствия найденной вспышки.
4. Зная момент начала геомагнитной бури, указанной преподавателем, просмотреть данные мониторинга рентгеновского излучения Солнца за предшествующие 1–3 дня и выделить моменты времени, соответствующие резким увеличениям потока рентгеновского излучения (на порядки). Использовать для этого данные об интегральном потоке рентгеновского излучения солнечного диска, полученные на ИСЗ GOES и находящиеся на страничке <http://sec.noaa.gov/Data/goes.html>.

- 4.1 Для каждого всплеска рентгеновского излучения вычислить радиальную скорость движения соответствующего выброса солнечного вещества.
- 4.2 В рамках модели движения солнечного вещества вдоль спирали Архимеда найти область на Солнце и вспышку, которая могла вызвать рассматриваемую бурю.
- 4.3. Изобразить полученную область на карте Солнца. При возможности узнать (например, в архиве сайта www.spaceweather.com), была ли эта область активной и развивалась ли в ней в найденный момент вспышка. Если солнечная вспышка произошла в близкой к ней области на Солнце, что это означает?

Настоящее упражнение рекомендуется выполнять на материале, относящемся к эпохе невысокой солнечной активности. Вместо геомагнитной бури можно использовать спутниковую информацию о приходе потока солнечной плазмы в околоземное пространство.

Указание

Радиальная скорость вспышечного выброса солнечного вещества оценивается по формуле $V = R/T$, где R – расстояние от Солнца до Земли ($1 \text{ а. е.} = 1.49 \cdot 10^{11} \text{ м}$) и $T = T_{\text{Бури}} - T_{\text{Вспышки}}$.

Согласно формуле спирали Архимеда, $\varphi = R\omega/V = \omega T$, где φ – гелиодолгота, ω – угловая скорость (в градусах за сутки), связанная с гелиоширотой λ : $\omega = 14.4^\circ - 2.7 \cdot \sin^2 \lambda$. Если T измеряется в часах, значение угловой скорости следует выразить в град/ч. За время T Земля сместится вдоль орбиты на угол $\Delta\varphi = (360^\circ / 365.242 \cdot 24) T$ (в знаменателе стоит количество часов в году) и область, в которой произошла вспышка, соответствует гелиодолготе $\varphi' = \varphi - \Delta\varphi$.

Автор сердечно благодарит редактора настоящего издания, сотрудника НИИЯФ А.С. Ковтюха, за неоценимую помощь при обсуждении настоящей задачи и уточнении теоретического материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мультимедийный курс лекций «Жизнь Земли в атмосфере Солнца». 2005 г. (на CD).
2. Физика космоса: Маленькая энциклопедия. *Под ред. Р. А. Сюняева.* М.: Советская энциклопедия. 1986.
3. *Паркер Е.* Динамические процессы в межпланетной среде. М.: Мир. 1965.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НОЧНОЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Б. А. Хренов, Г. К. Гарипов, В. И. Тулупов

khrenov@eas.sinp.msu.ru

Цель задачи – знакомство с методикой измерений ультрафиолетового излучения (УФ) с помощью специального прибора, установленного на ИСЗ. В работе изучаются следующие физические эффекты: флуоресценция атмосферы, рассеяние света в атмосфере, обратный поток УФ из атмосферы, полярные сияния в области УФ.

Описание работы содержит краткие сведения по физике этих явлений. Задача основана на данных ИСЗ «*Университетский-Татьяна*», доступных в сети Интернет. Для выполнения работы требуются минимальные навыки извлечения данных из сети Интернет. Кроме данного описания желательно ознакомиться с рекомендованной литературой и в первую очередь с прилагаемым курсом [1] на CD. Эта задача относится к курсам общей физики («Оптика» и «Атомная физика»), а также к спецкурсам по физике плазмы, астрофизике и геофизике. Она может использоваться также для факультативных занятий учащихся старших классов средней школы.

Введение

ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» предназначен не только для получения научных данных на высоте $H = 1000$ км, но и для выполнения программ обучения студентов (и всех желающих) физике ближнего космоса, к которому относится, в первую очередь, система Земля-Солнце. Поэтому выбор детекторов спутника определяется возможностью наблюдения явлений, непосредственно связанных с деятельностью Солнца в условиях околоземного пространства. Ос-

новными детекторами спутника являются детекторы электронов и протонов с различными энергетическими порогами, которые позволяют следить за состоянием магнитосферы и радиационных поясов Земли, за их изменениями при вспышках на Солнце.

Наряду с детекторами частиц, для работы на орбите выбран также детектор «ближнего», примыкающего к диапазону видимого света, УФ излучения (в диапазоне длин волн 300÷400 нм) со сравнительно узкой диаграммой направленности, который «смотрит» вертикально вниз (на Землю). В этом диапазоне длин волн заряженные частицы, попадающие в атмосферу из космоса, вызывают флуоресценцию атмосферы. Таким образом, наблюдая УФ можно получить сведения о частицах космических лучей (в том числе солнечного происхождения). Спектр флуоресценции определяется возбуждением молекул и атомов атмосферы, с характерными линиями. На рис. 1 показан спектр излучения молекул азота N_2^+ , возбуждение которых является основным источником флуоресцентного света на высотах менее 100 км.

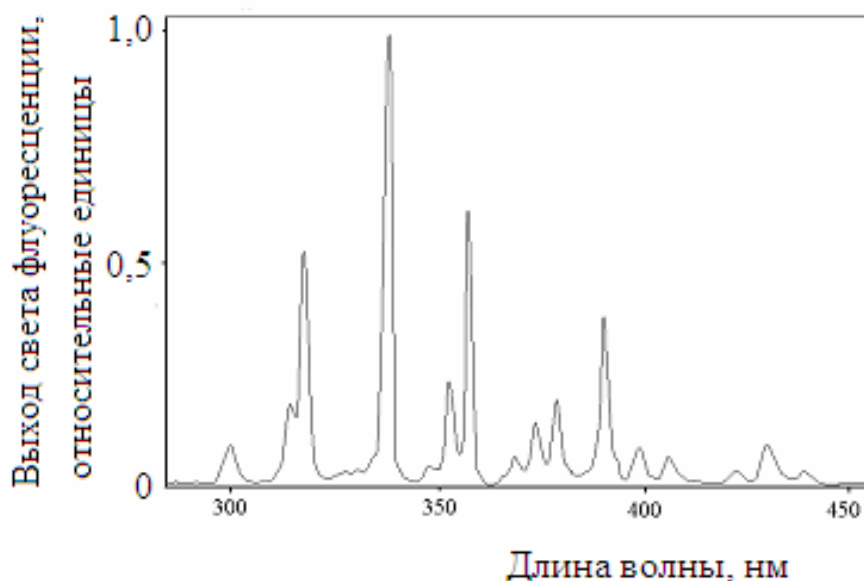


Рис. 1. Спектр флуоресценции атмосферы, вызываемый прохождением через неё быстрых заряженных частиц.

Интенсивность флуоресценции атмосферы, вызываемой отдельными частицами, весьма мала: один релятивистский электрон излучает около 5 фотонов с длиной волны $\lambda = 300\div 400$ нм на пути в один метр. Регистрация столь слабого света на расстоянии 1000 км от его источника возможна только тогда, когда поток заряженных частиц, проходящих через атмосферу в поле зрения прибора, очень велик. Такому условию удовлетворяет явление полярных сияний, а также высыпание заряженных частиц из радиационных поясов (на меньших широтах).

Еще одним явлением УФ свечения, связанным с огромным числом электронов, является электрический разряд в атмосфере. Наиболее известным разрядом является молния в районе грозовых облаков. Наблюдение грозовых облаков с высоты 1000 км имеет свои особенности: в этих условиях хорошо видны разряды между верхними облаками. В последние годы особый интерес вызвали новые типы разрядов – между грозовыми облаками и ионосферой, наблюдение которых сверху особенно благоприятно. В отличие от полярных сияний, интенсивность которых изменяется сравнительно медленно, электрический разряд даёт быструю ($1\div 100$ мс) вспышку УФ. Длительность вспышки УФ является параметром, позволяющим оценить тип наблюдаемого разряда.

Массивные тела (метеоры), влетающие в атмосферу Земли со скоростями более 10 км/с, также способны создать УФ вспышку достаточной интенсивности. В случае наблюдения метеора ожидаемая длительность вспышки $\sim 0.1\div 1$ с.

Перечисленные выше сигналы от интересующих нас источников УФ обладают столь малой интенсивностью, что их наблюдение возможно только на ночной стороне Земли. Их регистрация происходит на фоне собственного ночного свечения атмосферы (флуоресценция) и рассеянного света звезд и Луны [2]. Этот фон определяет

энергетический порог ожидаемых физических явлений при наблюдении флуоресценции ночной атмосферы. Поэтому прежде чем начать изучение самих явлений, которые представляют интерес для физики ближнего космоса, мы должны изучить фон УФ в ночной атмосфере. Отметим, что этот фон УФ представляет самостоятельный интерес, т. к. интенсивность УФ является одним из параметров, характеризующих состояние атмосферы. Состояние атмосферы является важнейшей проблемой для нас – жителей Земли.

Строение атмосферы

Состав атмосферы довольно стабилен до высот ~ 150 км: это смесь азота (78%) и кислорода (21%) с небольшими примесями других газов (прежде всего, аргона, составляющего $\sim 1\%$), паров воды и частиц пыли (аэрозоли). Полная толщина вещества атмосферы составляет 1000 г/см^2 (давление на уровне моря 1000 мбар). С ростом высоты плотность атмосферы экспоненциально уменьшается. Принято разбивать атмосферу на несколько частей с характерными свойствами. На рис. 2 представлена структура атмосферы (зависимость давления и температуры атмосферы от высоты).

В тропосфере ($H < 8\div 9$ км) сосредоточена примерно половина масса атмосферы, включая пары воды и большинство аэрозолей, связанных с выветриванием почвы и человеческой деятельностью. В тропосфере температура быстро падает с высотой (вблизи уровня моря и суши температура атмосферы определяется температурой нагретой Солнцем поверхности Земли). В тропосфере поглощение света (особенно УФ) сравнительно сильное. В стратосфере ($H = 10\div 45$ км) давление атмосферы на 1-2 порядка ниже, чем в тропосфере, что позволяет использовать её для полётов самолетов с большими скоростями. В стратосфере важную роль в поглощении УФ с $\lambda < 300$ нм играет озон (молекулы кислорода O_3). Отметим, что

УФ с $\lambda = 300 \div 400$ нм слабо поглощается в стратосфере (количественные данные см. ниже). Температура стратосферы повышается с высотой благодаря поглощению солнечного УФ молекулами озона.

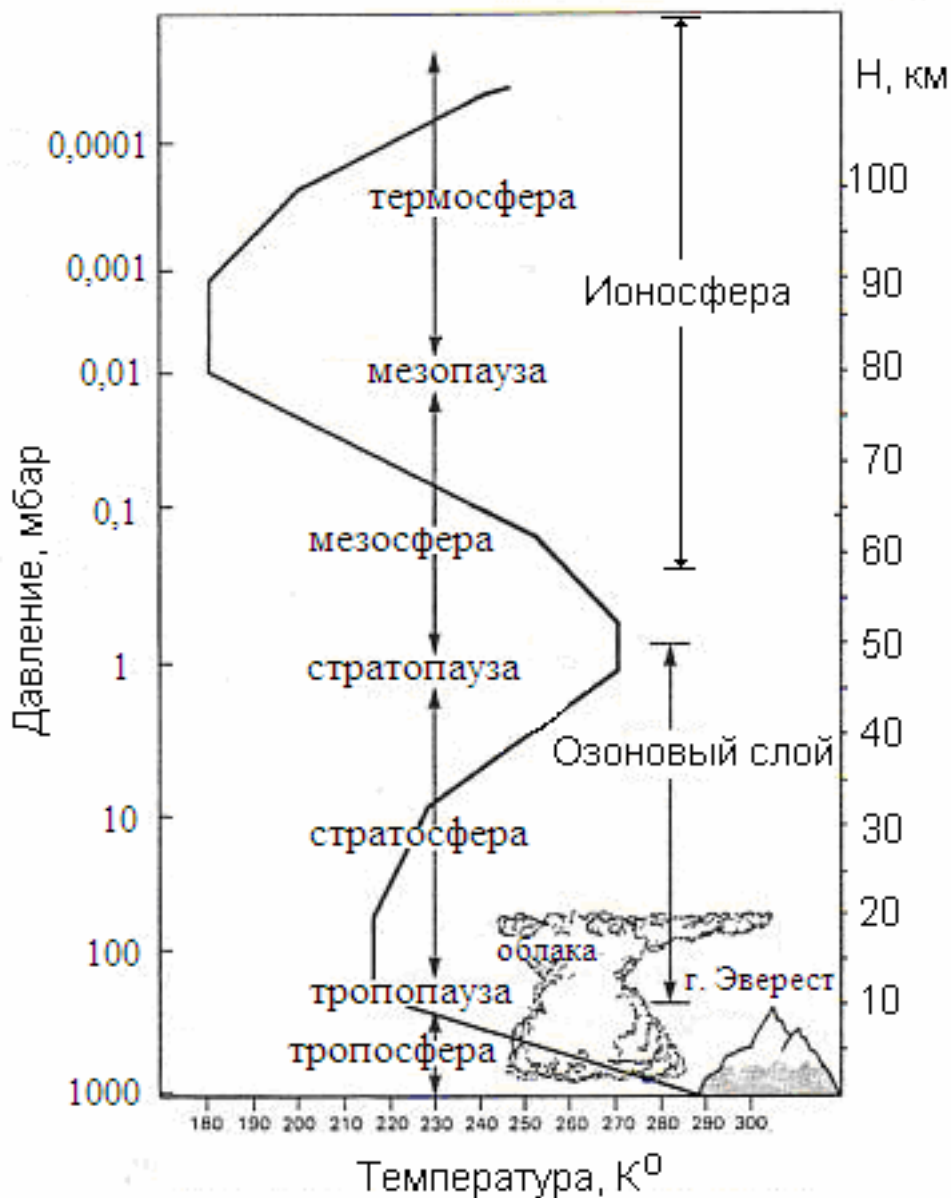


Рис. 2. Строение атмосферы.

Выше стратосферы находятся мезосфера и термосфера, где располагаются нижние слои ионосферы и присутствуют ионы, возникающие под действием потока УФ от Солнца. Следует отметить,

что в нижних слоях ионосферы доля ионов составляют лишь малую часть ($\sim 10^5$) неионизированных молекул.

В области термосферы ($H = 80 \div 200$ км) и экзосферы ($H > 200$ км) происходит существенное изменение состава атмосферы (см. рис. 3). На $H = 200 \div 700$ км в составе атмосферы доминирует атомарный кислород, на $H = 200 \div 700$ км – гелий и на $H > 850$ км – гелий и водород.

Изучение верхней атмосферы является важным разделом солнечно-земной физики. В отличие от тропосферы, УФ и рентгеновское излучения, а также потоки заряженных солнечных частиц, поглощаемые в верхней атмосфере, приводят не только к нагреванию, но кардинально меняют молекулярный и ионный состав верхней атмосферы.

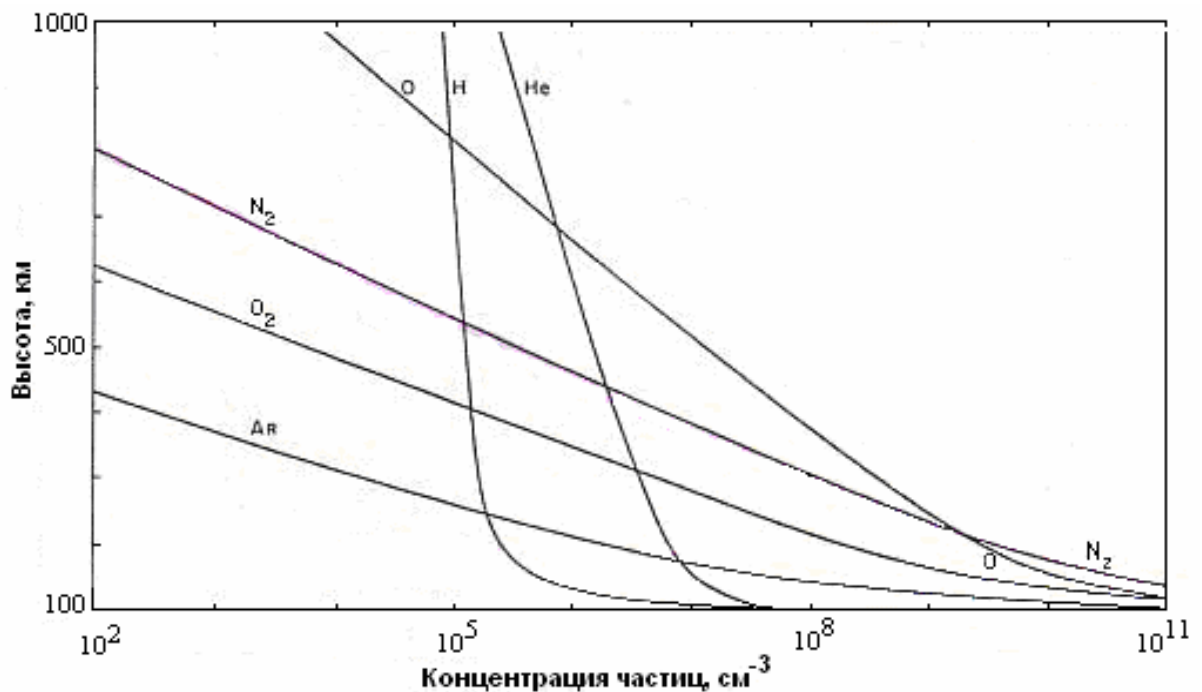


Рис. 3. Состав атмосферы на $H > 100$ км.

Свойства ионосферы и верхней атмосферы имеют важное практическое значение:

- на высотах 200÷400 км происходит достаточно сильное торможение космических аппаратов (КА) и знание свойств атмосферы позволяет предсказать сроки их существования на орбите;
- ионосфера обеспечивает отражение радиоволн и позволяет осуществлять дальний приём радиосигналов;
- потоки заряженных частиц от Солнца вызывают изменение структуры ионосферы, приводят к сильным радиопомехам и могут быть причиной выхода из строя КА;
- повышенная радиация Солнца в области УФ и рентгена (во время солнечных вспышек) вызывает разогрев верхней атмосферы и увеличение её плотности на орбите КА выше допустимых значений, что ведёт к непредусмотренному торможению КА и может привести к его гибели (так случилось с американской станцией Skylab).

Устройство детектора ультрафиолетового излучения

Детектором ультрафиолетового излучения на борту ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» служит фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Благодаря высокой квантовой эффективности (числу фотоэлектронов на один фотон с заданной длиной волны), большому усилению при широком динамическом диапазоне и высокому быстродействию, ФЭУ имеет преимущество перед другими типами детекторов УФ. Выбран ФЭУ с мультищелочным катодом типа R1463 на увиолевом стекле, который стабильно работает в широком диапазоне температур и удовлетворяет требованиям космического эксперимента. Свет с $\lambda > 400$ нм обрезается фильтром УФС-1 (толщиной 2 мм) на входном окне ФЭУ. ФЭУ R1463 обладает высоким энергетическим разрешением и позволяет выделять сигнал даже от

одного фотоэлектрона. Перед началом работы у каждого ФЭУ измеряется величина сигнала от одного фотоэлектрона как функция напряжения на делителе ФЭУ, что позволяет переводить амплитуду сигнала в число фотонов с заданной длиной волны (с учетом квантовой эффективности катода).

Блок детектора УФ излучения (ДУФ) показан на рис. 4. Коллиматор на входе основного ФЭУ, выполненный в виде набора отверстий диаметром 0.5 мм в пластине толщиной 2 мм (рабочая площадь фотокатода $S = 0.4 \text{ см}^2$), ограничивает поле зрения углом $\Psi = 16^\circ$, что соответствует телесному углу $\omega = 0.05$ стер. Ось поля зрения направлена на Землю (в надир). УФ фильтр пропускает свет с $\lambda < 400$ нм.

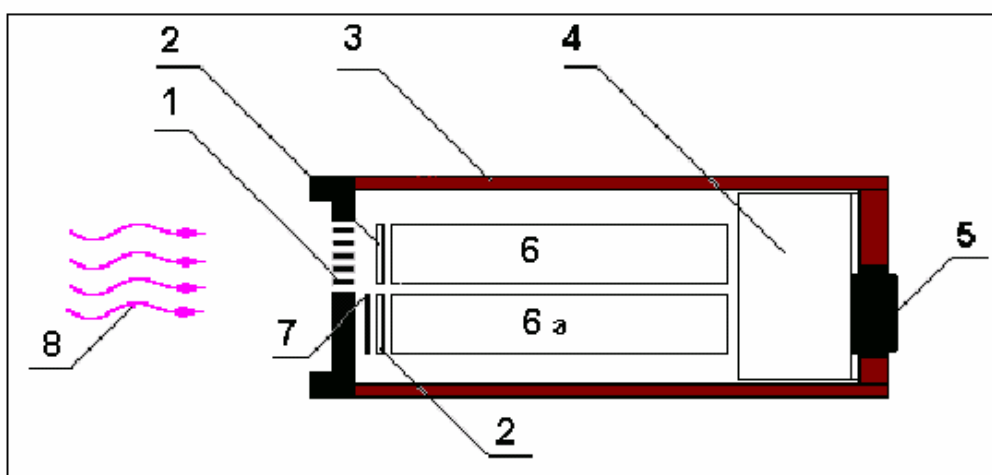


Рис. 4. Конструкция ДУФ: 1 – коллиматор, 2 – УФ фильтры на входных окнах ФЭУ, 3 – бокс детектора, 4 – блок электроники, 5 – разъём силового и информационного кабеля, 6 – ФЭУ с открытым окном, 6а – ФЭУ с закрытым окном, 7 – крышка, 8 – поток УФ света.

Следует отметить важную роль второго, закрытого от света ФЭУ, полностью идентичного первому и расположенного параллельно

ему. Второй ФЭУ регистрирует фон, связанный с прохождением заряженных космических частиц через стекло ФЭУ и вызывающих его флуоресценцию и черенковский свет. Поток заряженных частиц сильно меняется вдоль траектории ИСЗ и такой фон может стать существенным дополнением к фоновому свечению атмосферы. Реальный световой фон есть разность показаний этих двух ФЭУ.

Сигналы с ФЭУ поступают на два входа 4-х канального аналогового мультиплексора и далее – на аналого-цифровой преобразователь (АЦП), динамический диапазон которого составляет $\sim 10^3$, а тактовая частота может изменяться (в зависимости от решаемой задачи) от 1 МГц до ~ 10 кГц. Цифровой код с АЦП поступает в логический блок, содержащий программируемые элементы, на которых организована система отбора событий, и оперативную память. Там же находится система управления работой детектора и система связи с бортовым компьютером. Два других входа используются для служебной информации, контроля высокого напряжения и предельного тока ФЭУ. К сожалению, ограниченные возможности телеметрии не позволяют в полной мере использовать записи осциллограмм каждой вспышки УФ: на Землю передаются лишь данные о самой большой вспышке, зарегистрированной на одном витке спутника.

Коэффициент усиления ФЭУ определяется высоким напряжением на его делителях, которое управляется сигналом, отвечающим средней величине (за 1 с) анодного тока открытого ФЭУ: при повышении среднего уровня освещённости напряжение на ФЭУ и его усиление автоматически снижаются. При этом в каждый 1-секундный интервал средний анодный ток ФЭУ привязан к середине диапазона АЦП. Благодаря такому режиму работы, достигается расширение динамического диапазона до $\sim 10^6$ и прибор может измерять интенсивность УФ от минимального уровня на ночной сторо-

не Земли в безлунную ночь ($\sim 2 \div 5 \cdot 10^7$ фотонов/см² с стер) до максимальных значений интенсивности УФ на дневном участке витка ($\sim 10^{14}$ фотонов/см² с стер). В районе терминатора, когда интенсивность УФ быстро изменяется, такая система дает сбои, но в нашей задаче этот район не представляет особого интереса. Поскольку для обоих ФЭУ напряжение одинаково, контрольный ФЭУ имеет усиление достаточное для регистрации сигнала от частиц только в безлунные ночи.

Интенсивность УФ излучения определяется по записи кода M , отражающего коэффициент усиления ФЭУ, и кода N , поступающего с выхода АЦП. Калиброванные по сигналу от 1 фотоэлектрона значения интенсивности УФ определяются по формуле:

$$I_{\text{уф}} = 5.2 \cdot 10^{16} \frac{N}{M^{6.45} T} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1}, \quad (1)$$

где T – время интегрирования сигнала (в секундах), которое изменяется в соответствии с задачей, поставленной перед прибором.

Интенсивность УФ можно находить также по кратковременным контрольным измерениям временного профиля фона УФ на ночной стороне (один раз за виток ИСЗ). Эти измерения отражают статистические флуктуации числа фотоэлектронов и позволяют провести калибровку интенсивности УФ, регистрируемой прибором на данном витке (в течение эксперимента эта калибровка может изменяться).

Такие измерения представляются в виде осциллограмм сигнала АЦП с длительностью развертки 256 мкс, шагом 1 мкс и временем интегрирования 30 мкс. Пример таких осциллограмм, выбранных случайным образом на четырех витках спутника, приведен на рис. 5 (средняя интенсивность УФ в этих сеансах различается не более, чем на 20%). При минимальных значениях интенсивности УФ ($\sim 4 \cdot 10^7$ фотонов/см² с·стер) число фотоэлектронов, образованных за 30

мкс мало (~ 6), и флуктуации сигнала велики. За время T интегрирования заряда на аноде ФЭУ (90 мкс) УФ выбивает с фотокатода $I_{y\phi} S \omega T$ фотоэлектронов (ФЭЛ), где $S \omega = 0.024 \text{ см}^2 \text{ стер}$. Эти ФЭЛ создают на аноде ФЭУ сигнал с амплитудой $\bar{V} = I_{y\phi} S \omega T V_1$, где V_1 – амплитуда сигнала от одного ФЭЛ (при заданном напряжении на ФЭУ). Отсюда, с учётом хорошо известного соотношения для среднеквадратичного отклонения $\sigma = \bar{V} (\bar{V} / V_1)^{-0.5}$, находим:

$$I_{y\phi} = \frac{(\bar{V} / \sigma)^2}{S \omega T}.$$

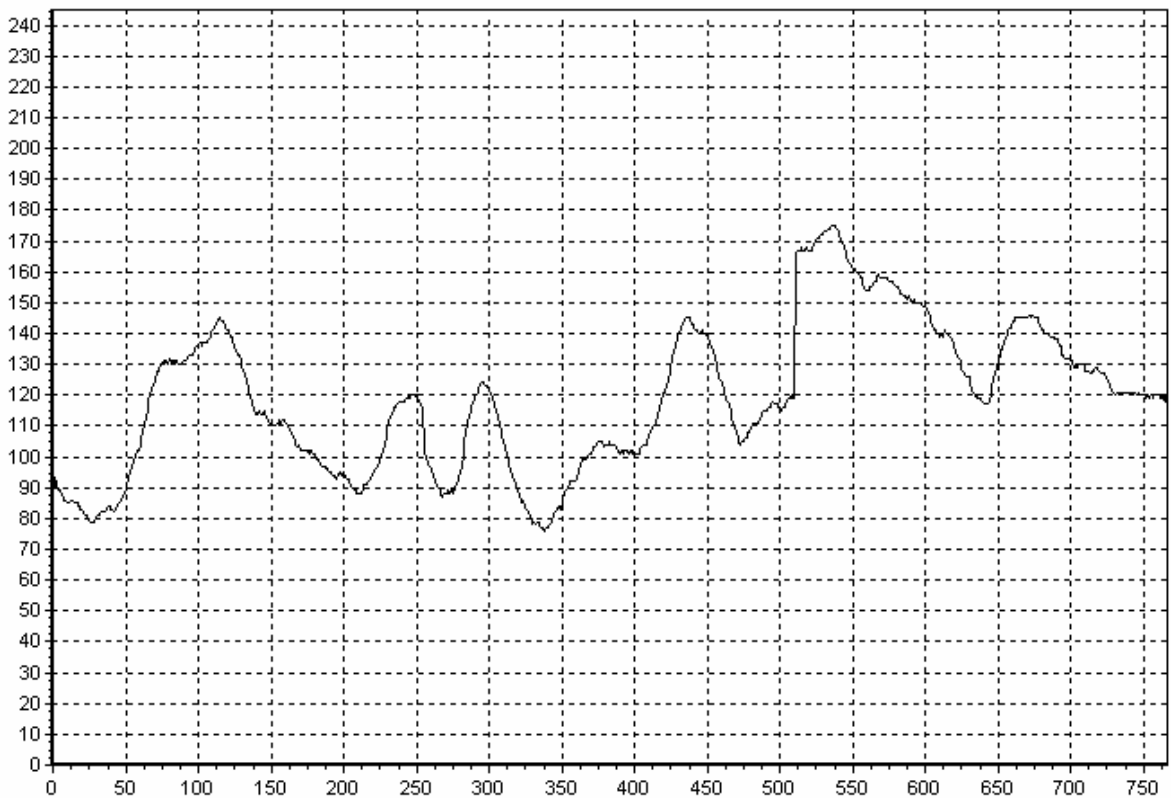


Рис. 5. Пример оциллограммы ДУФ с шагом 1 мкс (данные под шифром D0) для 4 последовательных витков ИСЗ. По оси абсцисс отложен номер измерения, по оси ординат – код АЦП. На одном витке производится 256 измерений.

Если число ФЭЛ, выбиваемых за время T , не очень велико, то флуктуации сигнала значительны и хорошо выделяются на осциллограмме. Так, для рис. 5 имеем $\bar{N} = 106$ и $\sigma/\bar{N} = 0.18$, что соответствует $I_{y\phi} = 7 \cdot 10^7$ фотонов/см² с стер и хорошо согласуется с оценкой $I_{y\phi} = 6 \cdot 10^7$ фотонов/см² с стер по формуле (1), в которой используется калибровка сигнала от одного ФЭЛ, проведенная до полета.

Электроника прибора позволяет регистрировать поток света в двух типах измерений. В первом типе измерений проводится мониторинг УФ фонового свечения атмосферы излучение через каждые 4 с при времени интегрирования 60 мс. Во втором типе измерений запись показаний ФЭУ начинается по команде управляющей системы, отбирающей световые сигналы выше заданного порогового значения, и проводится с более высоким временным разрешением (< 1 мс). Такой тип измерений позволяет получить подробный временной профиль интересного события.

Научные задачи экспериментов с ДУФ

ДУФ нацелен на выполнение нескольких научных задач, которые определяют время интегрирования сигнала и его разрешение.

Задание 1. Измерение интенсивности УФ вдоль трассы полета спутника с временем интегрирования 60 мс (данные под шифром D3).

Эта задача выполняется путем измерения сигнала с временем интегрирования 60 мс через каждые 4 с полета (через каждые 30 км траектории спутника). Число фотоэлектронов на катоде ФЭУ за время одного измерения велико (даже при минимальных значениях фона число фотоэлектронов $\approx 10^4$) и статистические флуктуации в каждом измерении малы. Интегрирование сигнала по времени и по полю зрения ДУФ, приводит к сглаживанию эффектов возможного бы-

строого изменения фона. Быстрые изменения (вспышки УФ) измеряются в специальном режиме (задачи №2 и №3).

При выполнении задачи №1 регистрируются профили УФ свечения при прохождении овала полярных сияний. Орбита ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» позволяет выполнить эту задачу на ночной стороне Земли, но только в периоды самых длинных ночей (2 недели декабря-января для Северного и 2 недели июня-июля для Южного полушария). Первые пересечения овала полярных сияний в ночное время (на широтах $60\div 80^{\circ}\text{S}$ и долготах $150\div 180^{\circ}\text{E}$) ожидаются в июне 2005 г. Во время этих пролётов ожидается новолуние и детектор будет иметь максимальную чувствительность к УФ.

В эту задачу входят также контрольные измерения фона УФ с временем интегрирования 30 мкс и шагом 1 мкс при длительностью развертки 256 мкс в короткие промежутки времени (данные под шифром D0).

Задание 2. Поиск вспышек УФ с временем интегрирования 256 мкс и шагом 16 мкс при длительности развертки 4 мс (данные под шифром D1).

Такие вспышки ожидаются при самых быстрых разрядах в атмосфере, когда скорость распространения разряда достигает $1/3$ скорости света ($\sim 10^{10}$ см/с). За 1 мс такой разряд проходит ~ 100 км. Отбор таких быстрых вспышек УФ поможет найти и изучить новое интересное явление «искрового пробоя» промежутка между облаками или между облаками и ионосферой, которое обнаружено в последнее десятилетие («голубые струи»). В экспериментах на ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» новым шагом является возможность регистрировать временной профиль таких вспышек, искать корреляцию числа быстрых вспышек с географическими координатами Земли и районами гроз.

Задание 3. Поиск вспышек УФ с временем интегрирования 4 мс и шагом 256 мкс при длительности развертки 62.5 мс (данные под шифром D2).

Такие вспышки ожидаются от разрядов, распространяющихся со скоростью $\sim 10^8 \div 10^9$ см/с. За $1 \div 10$ мс такой разряд проходит ~ 10 км (расстояние между облаками, или расстояние между облаками и поверхностью Земли). Такие разряды типичны для гроз и наблюдаются наземными средствами. При наблюдении со спутника УФ свечение разрядов этого типа может быть закрыто облаками, а рассеяние и поглощение УФ в облаках может изменить временные профили разрядов. Вместе с тем, отбор подобных разрядов, их квалификация по временным профилям, поиск корреляций данных ДУФ с данными других спутников позволит найти критерии для оценки опасности грозового района и возможного предсказания движения грозового фронта.

В конце пути крупного метеорита (метеора), на протяжении порядка нескольких км в верхней атмосфере (на $H \sim 100$ км), ожидается максимальное свечение (в том числе в области УФ). При скорости метеора ~ 10 км/с такая вспышка УФ имеет длительность в несколько десятых долей секунды. Преимущество наблюдений

метеоров из космоса – большая площадь обзора атмосферы, недостаток – невозможность определить скорость и направление движения метеора.

Из перечисленных научных задач в нашем практикуме решается только **задание 1**, и здесь мы переходим к подробному описанию этой задачи.

Интенсивность УФ вдоль трассы полета ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» в зависимости от фазы и высоты Луны

Данные ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» находятся в Интернете по адресу <http://cosmos.msu.ru/>.

Режим спутника (периоды работы научной аппаратуры и время съёма информации) задан так, что не все витки доступны для проведения измерений. Кроме того, часть времени спутник проводит в нештатных ситуациях (потеря ориентации). В Интернете приведены данные, полученные на тех витках, где научная аппаратура работала в штатном режиме. Прежде, чем приступить к выполнению поставленной задачи, необходимо выяснить, как изменяется фаза Луны и на каких высотах над локальным горизонтом находится Луна в те дни, когда доступны измерения с прибором ДУФ. Этот анализ можно провести с помощью программ, показывающих трассы спутника «*Университетский-Татьяна*», фазу Луны, положение Луны на небе в момент пролета спутника над заданной географической точкой в заданный момент времени (например, с помощью программы Orbitron).

Программа Orbitron позволяет найти координаты наблюдения, определить когда спутник выходит на теневую сторону Земли, высоты Луны по трассе полета спутника и длительность рабочего участка. Для примера, на рис. 6 представлены высоты Луны на входе и выходе ИСЗ на ночную сторону и максимальная высота Луны на витке в феврале 2005 г. Видно, что высота Луны над горизонтом превышает 45° лишь в течение 10 дней в месяц, что позволяет проанализировать зависимость интенсивности УФ от высоты Луны во всем диапазоне высот.

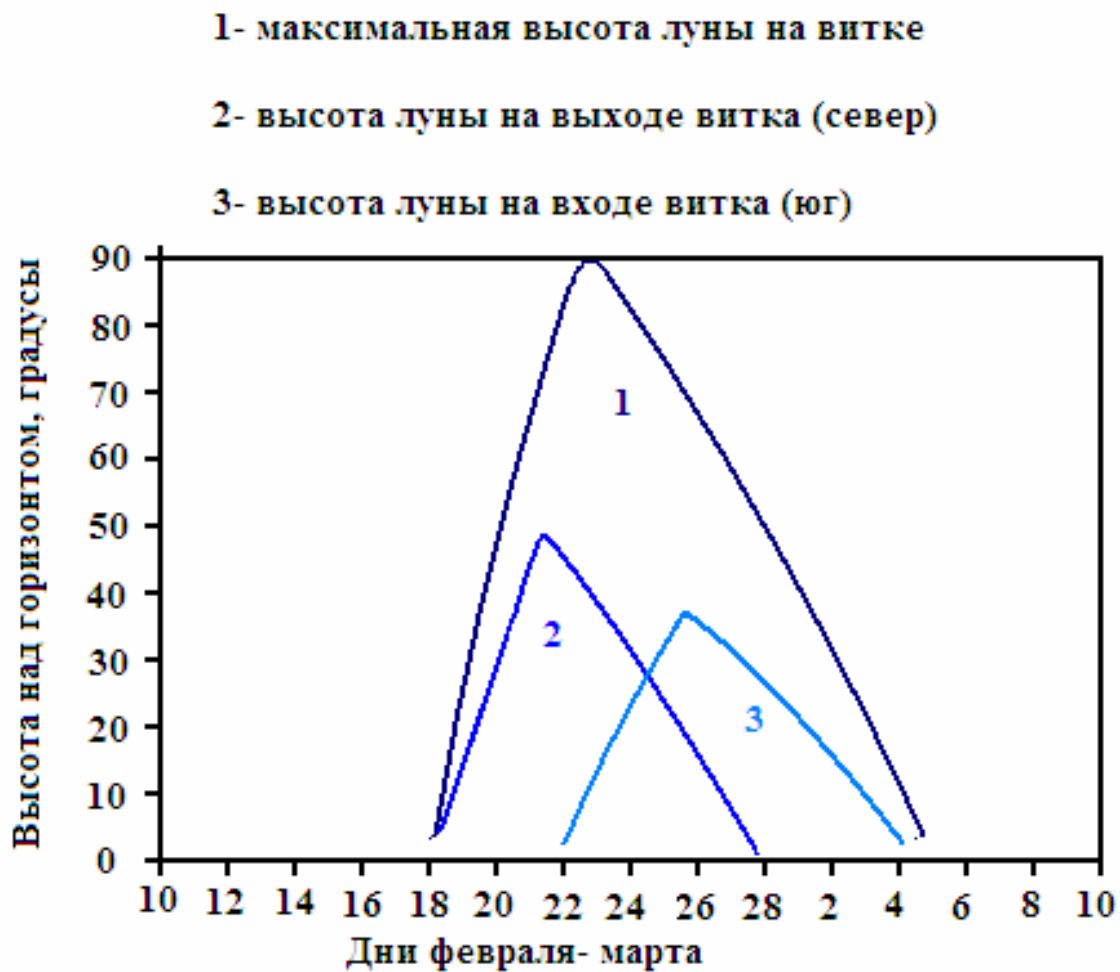


Рис. 6. *Высота Луны на ночной части витков спутника «Университетский-Татьяна» в феврале-марте 2005 г.*

На рис. 7а и 7б показаны примеры данных ДУФ (под шифром D3) на ночных участках витка ИСЗ. По оси абсцисс отложен номер измерения (с шагом 4 с), по оси ординат – коды *M* (верхняя гистограмма) и *N* (нижняя гистограмма).

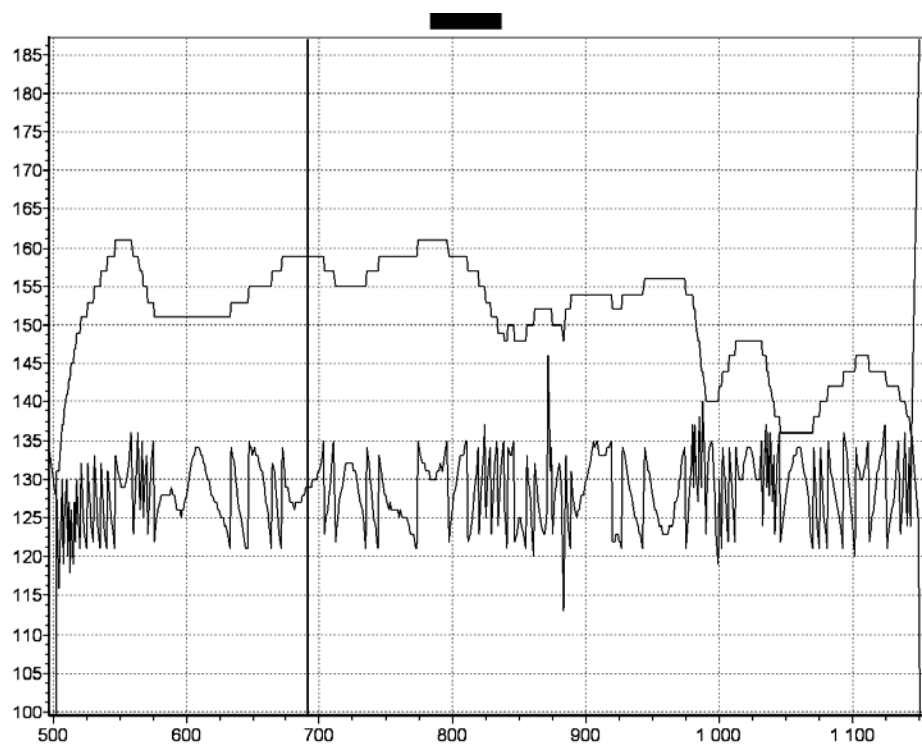


Рис. 7а. Данные ДУФ на ночной стороне Земли
23 февраля 2005 г. (полнолуние).

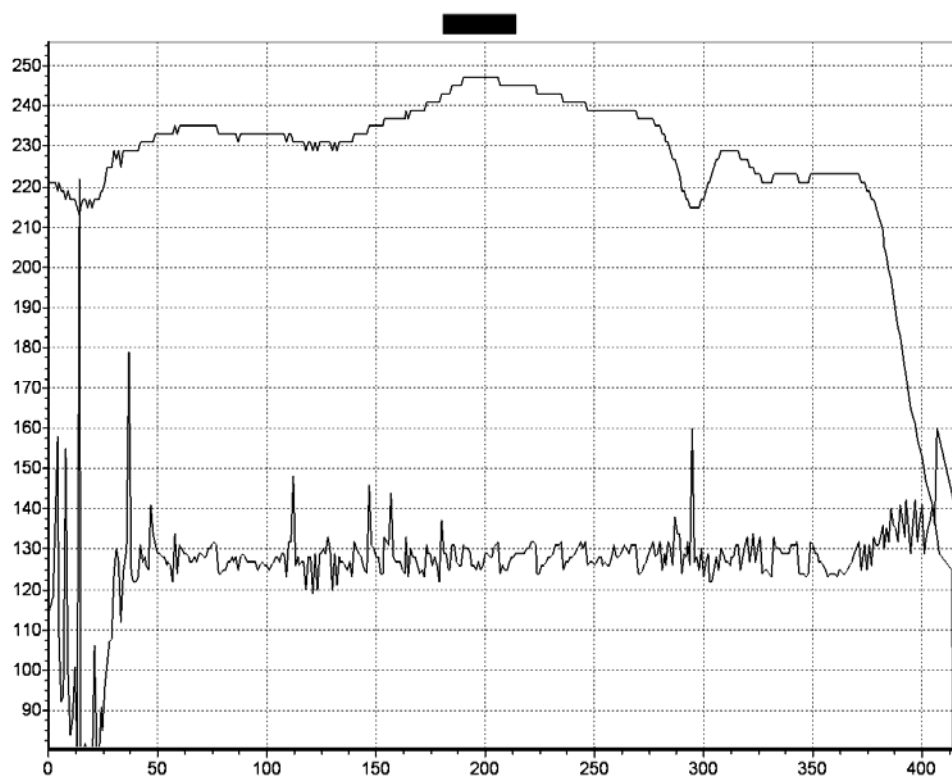


Рис. 7б. Данные ДУФ на ночной стороне Земли (новолуние).

По формуле (1) для каждого момента измерений переведем коды M и N в интенсивность УФ и получим результаты, представленные на рис. 8а (соответствует рис. 7а) и рис. 8б (соответствует рис. 7б).



Рис. 8а. Интенсивность УФ на трассе полета (полнолуние).

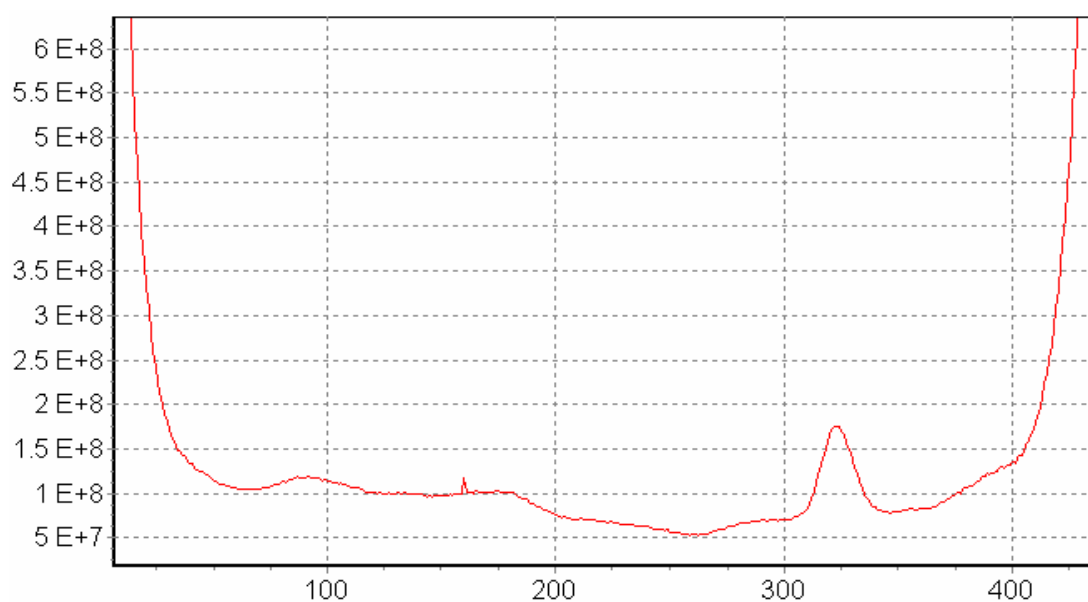


Рис. 8б. Интенсивность УФ на трассе полета (новолуние).

На этих рисунках по оси абсцисс отложены номера измерений (с шагом 4 с), по оси ординат – интенсивность УФ в фотонах/см² с·стер (например, 10E+8 означает 10⁹).

Из приведенных примеров видно, что в начале и в конце ночной части витка интенсивность УФ резко увеличивается, а на ночном участке она колеблется относительно некоторой средней величины. На рис. 8а средняя величина интенсивности УФ определяется светом Луны, а на рис. 8б – светом звёзд. Колебания интенсивности УФ связаны с изменением коэффициента рассеяния (альбедо) света Луны на облаках, на суше и на море. На некоторых витках могут быть видны засветки от промышленных районов; так, пик в правой части рис. 8б связан с пролётом над Японией.

На рис. 9 приведена средняя интенсивность УФ на ночной стороне в зависимости от фазы Луны (по данным ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» за февраль 2005 г.).

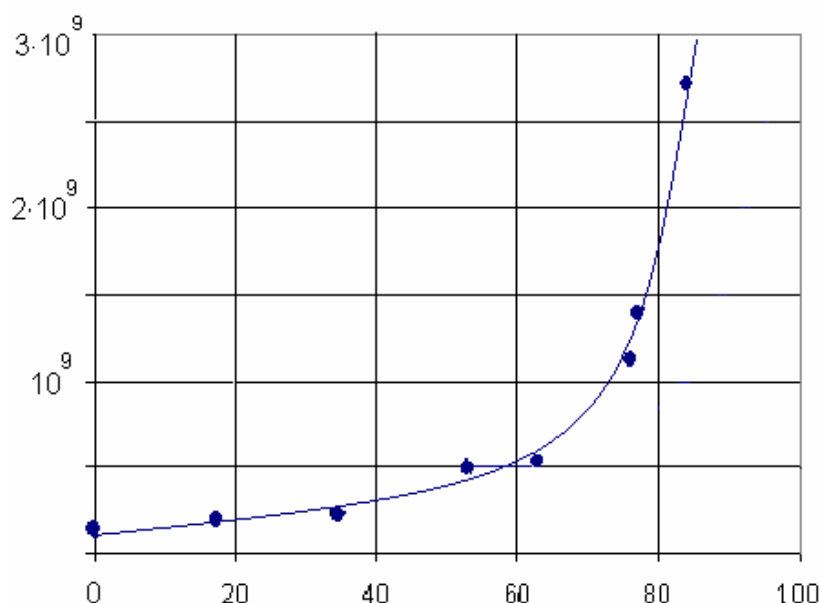


Рис. 9. Зависимость средней интенсивности УФ излучения от фазы Луны. По оси абсцисс отложена фаза Луны (в %), по оси ординат – интенсивность УФ в единицах фотон/см² с·ср.

Как видно, средняя интенсивность УФ на витке не прямо пропорциональна фазе Луны. Это связано с тем, что при заданной фазе Луны интенсивность УФ зависит от угловой высоты Луны над горизонтом $\delta = 90^\circ - \theta$ (θ – зенитный угол Луны) и от календарного дня наблюдения. Для заданной высоты Луны в районе наблюдения интенсивность УФ должна быть пропорциональна площади освещённой части Луны. При достаточно больших фазах Луны зависимость интенсивности УФ от высоты Луны можно качественно наблюдать на отдельных витках. Во время полнолуния она хорошо видна в диапазоне высот $\delta \sim 45 \div 90^\circ$.

Для нахождения зависимости интенсивности УФ излучения от высоты Луны над горизонтом рассмотрим простую модель рассеяния света Луны в атмосфере Земли.

В этой модели учитывается только рэлеевское молекулярное рассеяние (рассеяние света на аэрозолях атмосферы не учитывается) и полагается, что спектр излучения Луны идентичен спектру излучения Солнца и может быть описан формулой Планка для излучения чёрного тела (не учитываются фраунгоферовские линии поглощения в области длин волн 280 и 393÷397 нм).

По экспериментальному распределению энергии в спектре солнечного света [3] находим интегральный поток энергии солнечного света на орбите Земли. Домножая его на $2.35 \cdot 10^{-6}$, находим поток энергии света, рассеянного Луной: 3.2 мВт/м^2 (в этом потоке на интервал $\lambda = 300 \div 400 \text{ нм}$ приходится 13%). Соответствующий поток лунного света с $\lambda = 300 \div 400 \text{ нм}$ $F_n(\lambda) = 3.2 \cdot 10^9 \text{ фотонов/см}^2 \text{ с}$ ($\sim 7\%$ от полного потока фотонов).

На рис. 10 представлена диаграмма приёма рассеянного света Луны прибором ДУФ. Площадь сечения потока фотонов от Луны на участок атмосферы, обзереваемый прибором ДУФ, уменьшается с

уменьшением высота Луны над горизонтом как $\cos\theta$. Согласно закону Рэлея, на пути от границы атмосферы (уровень 2) к поверхности Земли (уровень 1) в слое dX свет рассеивается на угол θ с вероятностью $(1 + \cos^2\theta) dX/X_R(\lambda)$ и на пути к ДУФ он затухает как $\exp[-X/X_R(\lambda)]$.

Интегрируя этот свет по X от 0 до X_0 (X_0 – глубина атмосферы, открытая для наблюдения из космоса), находим интенсивность света с длиной волны λ , рассеянного вертикально вверх (в направлении ДУФ):

$$I_{\text{дуф}}(\lambda, X_0) = F_n(\lambda) \frac{(1 + \cos^2 \theta) \cos^2 \theta}{3\pi(1 + \cos \theta)} \left[1 - \exp\left(-\frac{X_0(1 + \cos \theta)}{X_R(\lambda) \cos \theta}\right) \right], \quad (2)$$

где $X_R(\lambda) = 2974 (\lambda(\text{нм})/400)^4 \text{ г/см}^2$ и $X_0 = 1000 \text{ г/см}^2$ (для безоблачного района).

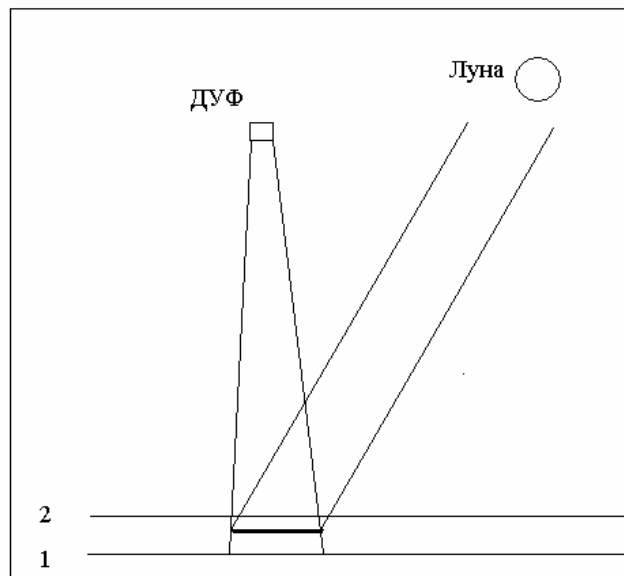


Рис. 10. Иллюстрация к схеме расчета рассеянного света Луны.

На рис. 11а приведен спектр солнечного света, отраженного Луной, а на рис. 11б – расчётный спектр лунного света, рассеянного в атмосфере Земли. Из этих рисунков видно, что спектр рассеянного

света, значительно отличается от исходного: он обогащается УФ и максимум распределения по λ смещается в диапазон 300÷400 нм.

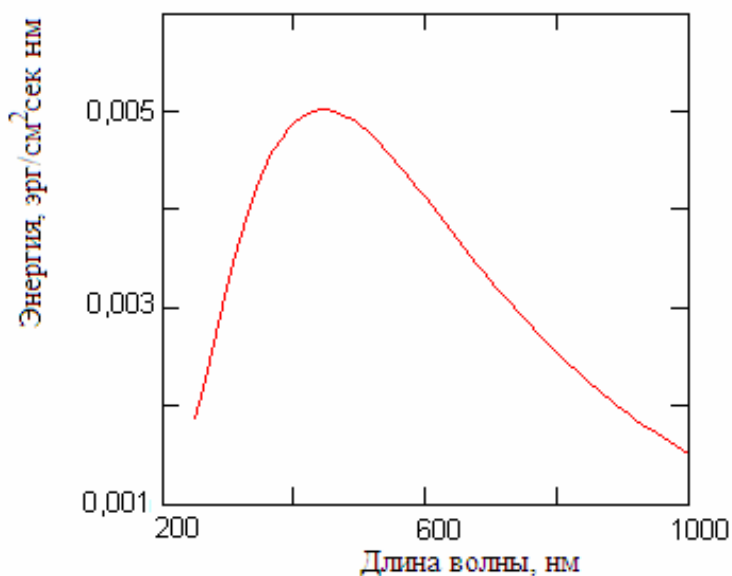


Рис. 11а. Спектр солнечного света, отраженного Луной (модель чёрного тела).

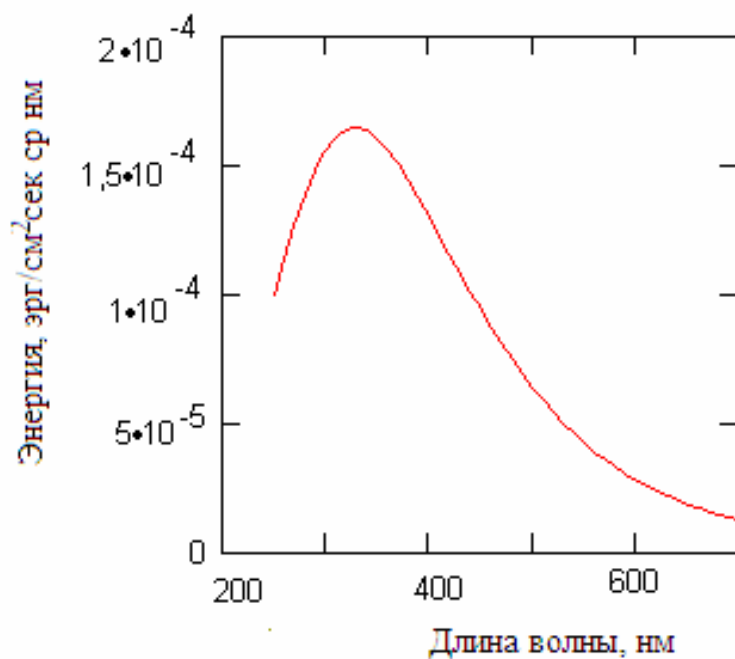


Рис 11б. Расчётный спектр рассеянного лунного света для $\theta = 90^\circ$ ($\delta = 0$).

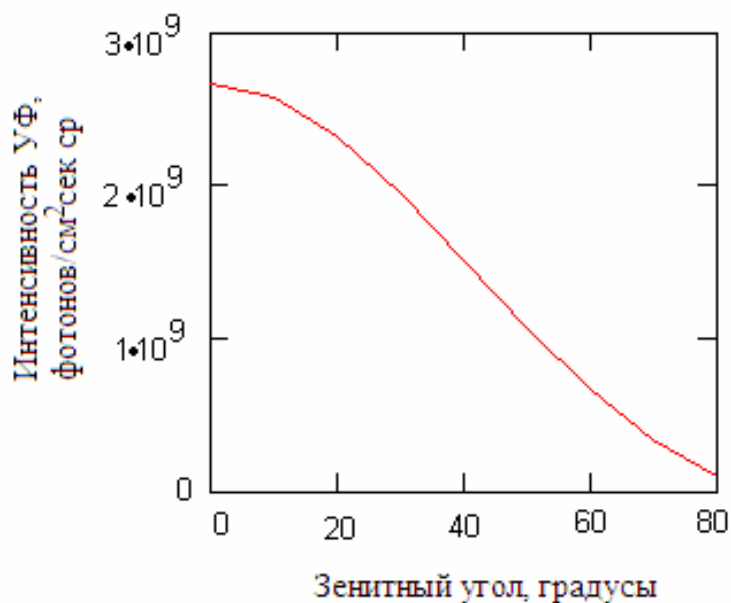


Рис. 12а. Интенсивность УФ излучения, рассеянного атмосферой Земли вверх, как функция зенитного угла Луны в полнолуние.

Интегрируя формулу (2) по λ в диапазоне 300÷400 нм, получаем интенсивность рассеянного УФ при различных фазах Луны (она пропорциональна площади Луны, освещенной Солнцем) и при разной угловой высоте Луны над горизонтом. Зависимость интенсивности УФ от зенитного угла Луны (для полной Луны) показана на рис. 12а

Свет Луны рассеивается также на облаках и на поверхности Земли. Рассеяние на поверхности принято характеризовать «спектральным коэффициентом альбедо» $K(\lambda)$, который равен интенсивности рассеянного света по отношению к интенсивности падающего пучка (для различных поверхностей $K(\lambda)$ разный).

На рис. 12б приводится зависимость от зенитного угла Луны интенсивности УФ с $\lambda = 300\div 400$ нм, рассеянного полной Луной на облаках ($K = 0.6$, $X_0 = 400$ г/см²) и в атмосфере до облаков. Из сравнения рис. 12а и 12б видно, что интенсивность УФ, рассеянного на об-

лаках, по порядку величины равна интенсивности УФ, рассеянного атмосферой в безоблачном районе. Видно также, что в районе с облачным покровом суммарная интенсивность рассеянного УФ может превышать интенсивность УФ, рассеянного в безоблачном районе на десятки процентов (в отдельных случаях на ~ 100%).

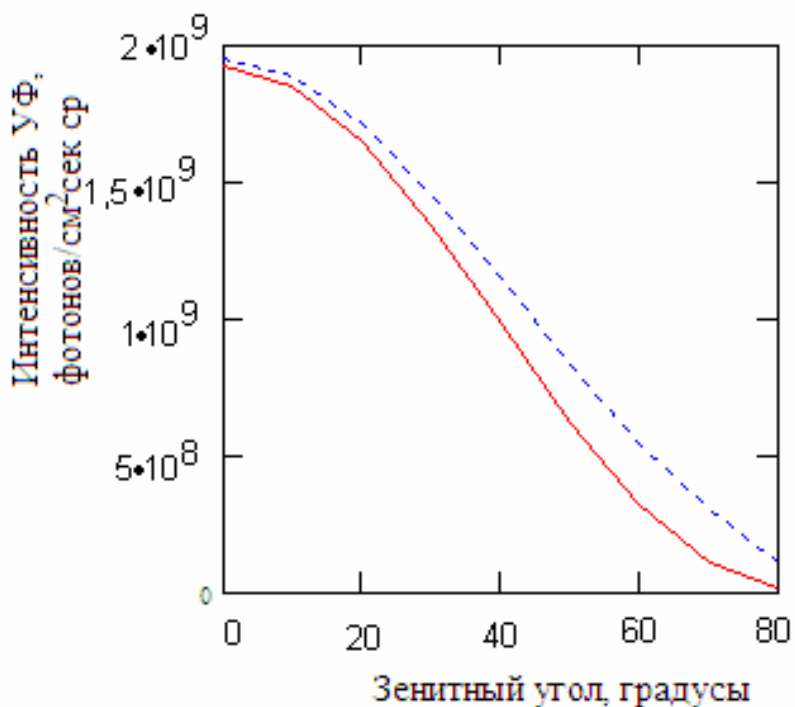


Рис. 12б. Зависимость от зенитного угла Луны интенсивности УФ, рассеянного на облаках (сплошная кривая) и в атмосфере до облаков (пунктирная кривая).

На рис. 12в приведена зависимость от зенитного угла полной Луны интенсивности УФ с $\lambda = 300\div 400$ нм, рассеянного поверхностью Земли ($K = 0.3$), в сравнении с интенсивностью УФ, рассеянного в безоблачном районе. Видно, что в безоблачных районах рассеяние в атмосфере вносит основной вклад в интенсивность УФ излучения, регистрируемого прибором ДУФ. Вместе с тем, вклад УФ, рассеянного поверхностью Земли, и вариации коэффициента альбедо могут быть замечены в данных ДУФ.

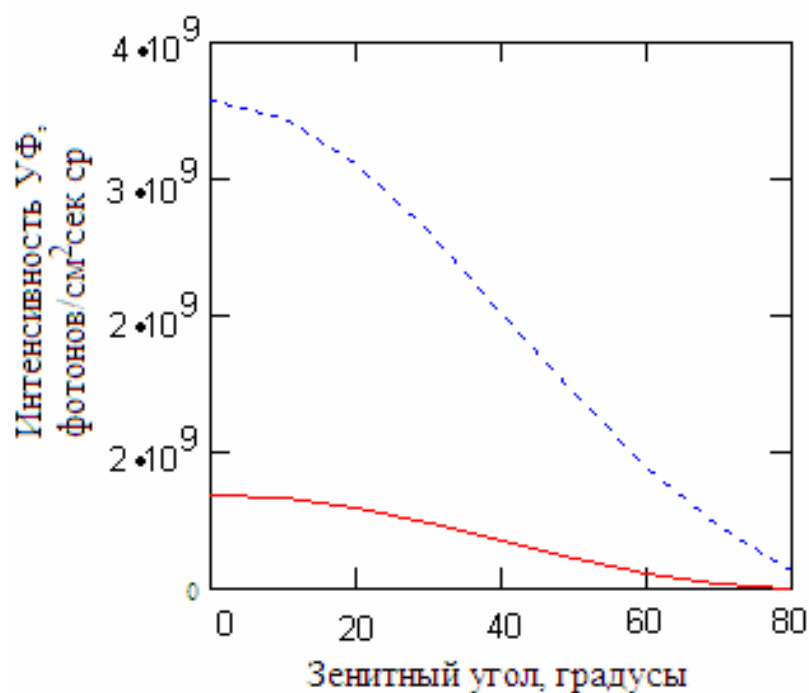


Рис. 12в. Зависимость от зенитного угла Луны интенсивности УФ, рассеянного поверхностью Земли (сплошная кривая) и в атмосфере (пунктирная кривая).

В безлунные ночи остаётся фон УФ от рассеянного света звёзд. Предыдущие измерения на ИСЗ (например, на ИСЗ *Космос-45* в 1966 г.) и данные наземных измерений показали, что фон УФ излучения в безлунные ночи в 50÷100 раз ниже интенсивности рассеянного света полной Луны. Спектр излучения звёзд близок к спектру Солнца, и вне атмосферы его можно считать изотропным. Измерения плотности энергии потока УФ с $\lambda = 300\div 400$ нм от звезд дают значения $\sim 10^{-14}$ эрг/см³ [3], что соответствует потоку 10^8 фотонов/см² с. Интегрируя этот поток по зенитным углам, получаем следующие ожидаемые интенсивности рассеянного УФ: $\sim 2 \cdot 10^7$ фотонов/см² с стер над безоблачным районом и $\sim 2.3 \cdot 10^7$ фотонов/см² с стер над облаками. Некоторую роль в этом потоке может играть положение млечного пути на данном участке трассы спутника.

К этому свету на некоторых витках может добавляться рассеянный свет Луны, находящейся неглубоко за горизонтом и другие источники УФ (в первую очередь, связанные с деятельностью человека).

Примеры сравнения ожидаемой зависимости интенсивности УФ от высоты Луны приведены на рис. 13а и 13б.

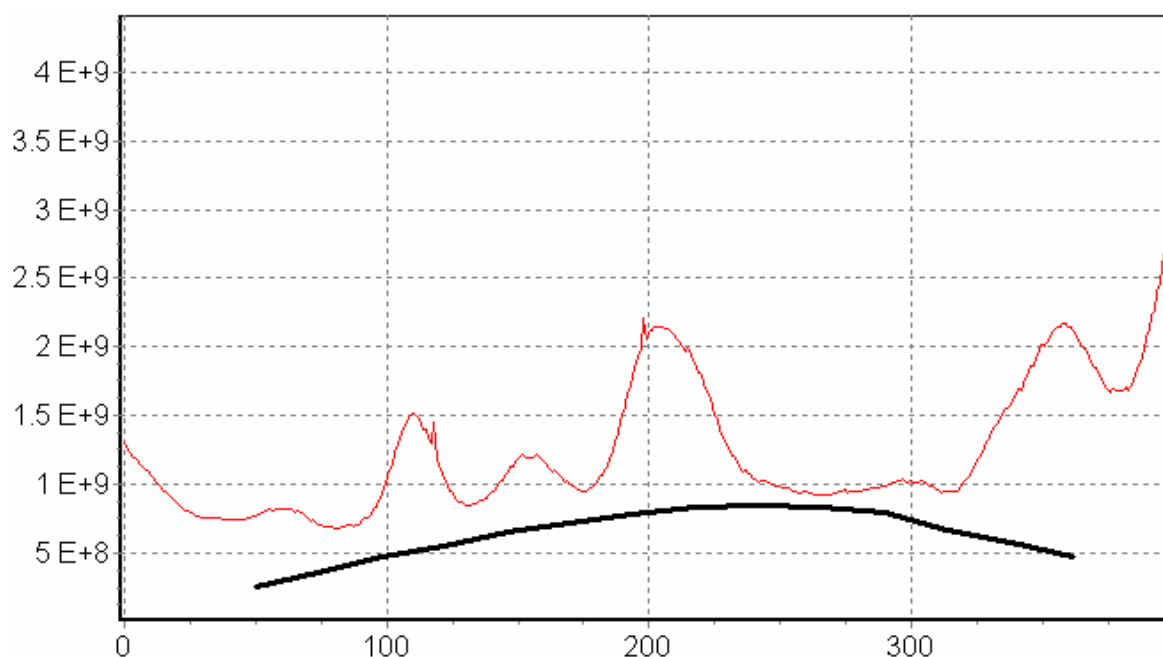


Рис. 13а. Интенсивность УФ на трассе полёта в период полнолуния. Толстой линией проведена ожидаемая (расчётная) зависимость УФ от высоты Луны.

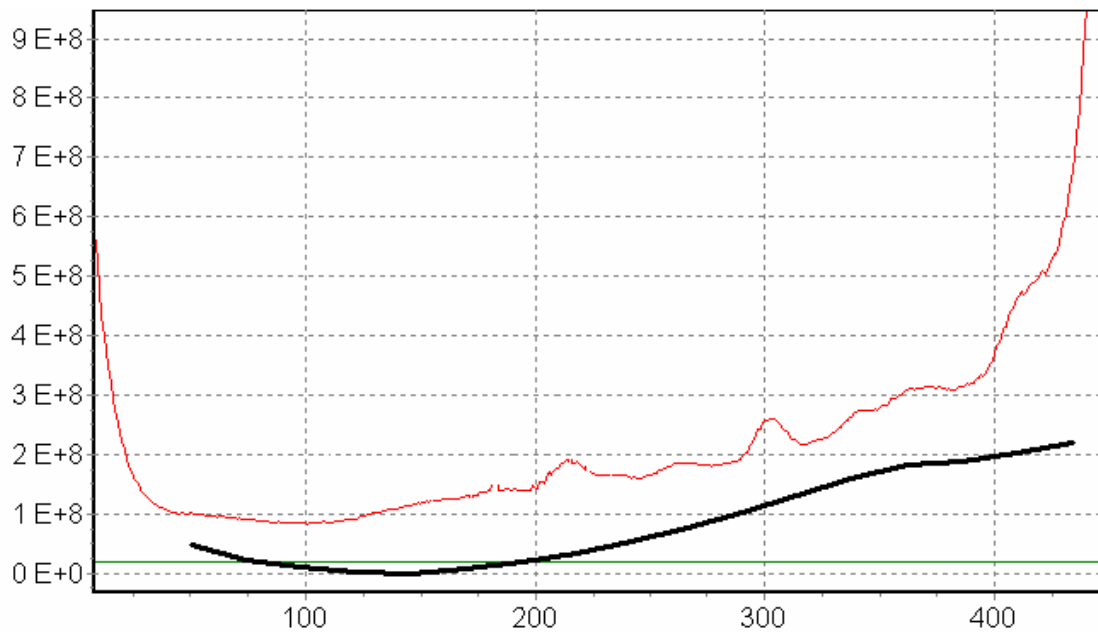


Рис. 136. Интенсивность УФ на трассе полёта в сравнении с ожидаемой (толстая линия) зависимостью УФ от высоты Луны. Фаза Луны: четверть.

Задание

1. Используя данные под шифром D3, построить временной ход интенсивности УФ на различных витках ИСЗ «*Университетский-Татьяна*» и при различных фазах Луны.
2. Найти витки ИСЗ «*Университетский-Татьяна*», которые проходят над индустриальными центрами, и оценить мощность излучения УФ такими центрами (например, мощность излучения УФ в районе г. Хьюстон, США, составляет ~ 30 МВт).
3. Для выбранных фаз Луны вычислить ожидаемую (теоретическую) зависимость интенсивности УФ от высоты Луны над горизонтом и сравнить её с экспериментальной. Обычно удаётся проследить эту зависимость только качественно, т. к. большую роль играет изменение коэффициента альбедо лунного света на облаках.

4. Выбрать витки спутника, соответствующие разным фазам Луны (от 0.1 до 0.9), и построить зависимость средней интенсивности УФ на ночной стороне Земли от фазы Луны. При этом следует исключить интервалы высокой интенсивности в начале и конце витка, связанные с выходом на дневную сторону. Следует также помнить, что средняя высота Луны на витке изменяется вместе с её фазой (см. рис.6).
5. По флуктуациям сигнала (осциллограммам шума ФЭУ) провести калибровку интенсивности УФ и построить зависимости интенсивности УФ от фазы Луны.

Авторы задачи благодарят студента физического факультета МГУ П. Климова за разработку ряда математических программ, облегчивших использование цифровых данных детектора ДУФ, а также студента А. Саломона и аспирантку В. Шевелеву за выполнение первого анализа данных прибора ДУФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курс лекций «Жизнь Земли в атмосфере Солнца» 2005 г. (на CD).
2. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности. Под ред. К. Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеиздат. 1969.
3. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Иностранная литература. 1960.

ВЫЧИСЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ ВТОРОЙ ЗОНАЛЬНОЙ ГАРМОНИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

В.М. Журавлев (zhvictorm@mail.ru)

Целью задачи является приобретение навыков использования реальной информации о кеплеровских параметрах орбиты спутника, поступающей от наземных служб наблюдения, в частности NORAD, для оценки параметров несферичности Земли. Это необходимо для понимания способов и методов привязки измерений, проводимых на борту спутника, к реальным географическим и пространственным координатам его положения.

В качестве измеряемого параметра выбрана амплитуда второй зональной сферической гармоники, дающей основной вклад в отклонение поля Земли от сферической формы. В задаче предполагается использовать элементы самостоятельного программирования студентами при обработке реальной базы данных о положении заданного спутника. Задача может быть рекомендована студентам физических факультетов университетов и других ВУЗов (в рамках общего практикума по механике).

1. Гравитационное поле Земли и планет

1.1 Гравитационное поле точечных масс

В основе теории тяготения Ньютона лежит закон всемирного притяжения, который для точечных масс величиной m_1 и m_2 , находящихся на расстоянии r может быть записан в виде:

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

Здесь \mathbf{F}_{12} - сила, действующая на первое тело со стороны второго, \mathbf{r} - радиус-вектор, направленный из первой точки ко второй, $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg} \cdot \text{c}^3$ - ньютоновская гравитационная постоянная. Работа по удалению одного из тел в бесконечность при, первоначальном расстоянии между точками r равна:

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

Эта функция определяет энергию взаимодействия точек и называется потенциальной энергией взаимодействия.

Величины $\mathbf{g}_2 = \mathbf{F}_{12}/m_1$ и $\phi_2 = -U_{12}/m_1$ называются напряженностью гравитационного поля и его потенциалом, создаваемым второй материальной точкой в месте расположения первой точки. Эти величины не зависят от массы первой точки и характеризуют само поле вне зависимости от того, есть в данной области пространства материальная точка или нет. Заметим так же, что напряженность и потенциал поля связаны между собой простым соотношением:

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

или в координатной записи

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

Кроме этих свойств, гравитационное поле обладает еще двумя 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, \dots, m_n , расположение которых в пространстве определяется набором радиус-векторов $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n$. Тогда гравитационное поле, создаваемое этими материальными точками в точке с радиусом-вектором \mathbf{r}_0 , характеризуется напряженностью и потенциалом, которые могут быть получены в виде линейной суммы отдельных напряженностей и потенциалов:

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

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 + \dots + \phi_n = -G \frac{m_1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0|} - \dots - G \frac{m_n}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_0|}$$

Второе свойство означает, что действие одной точки на другую не зависит от того, находится между этими материальными точками другие материальные точки или нет. Заметим, что электрическое поле, создаваемое двумя сортами зарядов (положительными и отрицательными), обладает свойством экранирования. Это проявляется в том, что среда, заполненная частицами с различного типа 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.

Рассмотрим предельный переход к сплошной среде. В этом случае 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 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:

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = G \int \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}')dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}, \quad (1)$$

$$\phi(\mathbf{r}) = -G \int \frac{\rho(\mathbf{r}')dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (2)$$

Эти формулы позволяют рассчитывать характеристики гравитационного поля любых тел. Однако, в ряде случаев возможно использовать более простые формулы, которые вытекают из свойств гравитационного поля. Так соотношение (1) в случае сферического распределения масс можно записать в виде

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

Отсюда 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 распределения масс вне этой сферы. Этот факт позволяет получать некоторые результаты более простым способом.

1.2 Гравитационное поле тел общего вида

Общий вид потенциала, создаваемого телом произвольной формы дается формулой (2). В эту формулу входит множитель

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

где ψ - угол между векторами \mathbf{r} и \mathbf{r}' . Правую часть последнего соотношения можно разложить в ряд по полиномам Лежандра

$$\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = \frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r'}{r}\right)^n P_n(\cos\psi), \quad \text{где} \quad (3)$$

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

Кроме этого введем присоединенные полиномы Лежандра, которые определяются следующими соотношениями:

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

В формулу (3) входит угол ψ , который выражается через сферические углы θ и φ системы координат. Для преобразования (3) к виду, в который входят θ и φ , воспользуемся 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 θ и φ - сферические углы вектора \mathbf{r} , направленного в точку наблюдения, а θ' и φ' - сферические углы вектора \mathbf{r}' , направленного в точку расположения текущего источника. Подставляя последнее выражение в формулу (2) приходим к соотношению:

$$\begin{aligned} \phi = \frac{GM}{r} & \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} J_n P_n(\cos \theta) \left(\frac{a}{r} \right)^n + \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n (C_n^m \cos m\varphi + S_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta) \left(\frac{a}{r} \right)^n \right] \end{aligned} \quad (4)$$

1.3 Гравитационное поле планет

В случае, тела сферической формы потенциал поля тяготения зависит только от радиальной координаты и соответствует ньютоновскому потенциалу:

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

Если тело слабо деформировано, то ряд (4) будет 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 тессеральные составляющие гравитационного поля равны нулю: $C_n^m = S_n^m = 0$. В результате ряд (4) упрощается и приобретает вид:

$$\phi = \frac{GM}{r} \left[1 + \sum_{n=2}^{\infty} J_n P_n(\cos \theta) \left(\frac{a}{r} \right)^n \right]. \quad (5)$$

В случае зеркальной симметрии тела относительно экваториальной плоскости нечетные составляющие в ряде (5) исчезают. Последнее условие выполняется для одиночных вращающихся звезд. В этом случае ряд (5) можно записать:

$$\phi = \frac{GM}{r} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n} P_{2n}(\cos \theta) \left(\frac{a}{r} \right)^{2n} \right]. \quad (6)$$

Таблица. 1. Данные о зональных гармониках планет солнечной системы [2]

Небесное тело	GM	$J_n \cdot 10^6$				
		n				
	m^3/c^2	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	-	-	-	-

Данные о форме планет, полученные из анализа движения вокруг них спутников, позволяют сделать вывод о том, что вдали от планет при описании динамики тел с большой точностью можно пользоваться ньютоновским приближением, а вблизи самих планет

и на их поверхностях хорошую точность часто дает приближение, содержащее лишь слагаемое с $n = 2$:

$$\phi = \frac{GM}{r} \left[1 + J_2 \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \cdot \frac{a^2}{r^2} \right]. \quad (7)$$

2. Движение точечной частицы в поле тяготения Земли

2.1 Кеплеровские орбиты

Уравнения Ньютона движения точечной частицы массой m в поле тяготения имеют вид

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla\phi, \quad (8)$$

где ϕ - гравитационный потенциал поля тяготения. Для движения в поле сферически симметричного тела потенциал имеет вид:

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

В сферическом поле сохраняется момент импульса:

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

В силу этого удобно выбрать систему координат таким образом, что бы плоскость движения спутника (плоскость орбиты) была бы 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:

$$L_z = mr^2 \dot{\phi} = \text{const.} \quad (9)$$

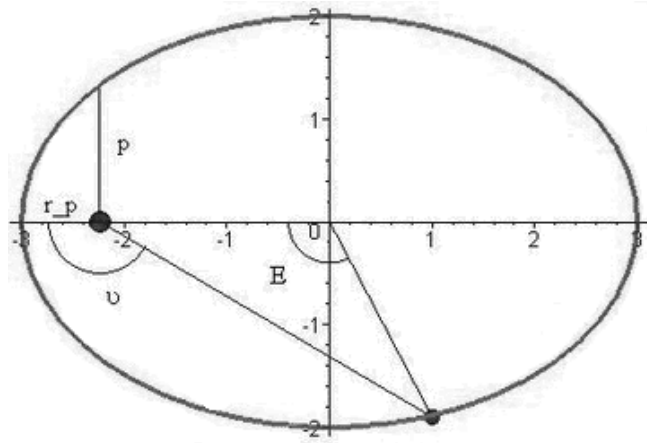


Рис. 1. Элементы эллиптической орбиты

Вторым интегралом движения является интеграл энергии, который в выбранной полярной системе координат имеет вид:

$$E_0 = \frac{m}{2} (v_r^2 + r^2 \dot{\phi}^2) - \frac{mMG}{r} = \text{const.} \quad (10)$$

Здесь v_r - радиальная скорость спутника, E_0 - полная энергия. Учитывая (9), приходим к следующему уравнению:

$$E_0 = \frac{m}{2} \left(\left[\frac{dr}{dt} \right]^2 + \frac{L_z^2}{m^2 r^2} \right) - \frac{mMG}{r} = \text{const.} \quad (11)$$

Делая замену переменных $r(t) = r(\phi(t))$, получаем:

$$\frac{m}{2} \frac{L_z^2}{m^2 r^4} \left(\left[\frac{dr}{d\phi} \right]^2 + r^2 \right) - \frac{mMG}{r} = E_0.$$

Далее делаем замену $\zeta(\phi) = r^{-1}(\phi)$ и в результате получаем:

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

ИЛИ

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

Этот интеграл совпадает по форме с интегралом гармонического осциллятора единичной массы и единичной частоты и точкой равновесия равной $\frac{m^2MG}{L_z^2}$. Поэтому можем сразу записать решение:

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

Обычно это решение записывается в следующей форме

$$r = \frac{p}{1 + e \cos \nu}, \quad (12)$$

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. Угол поворота относительно центра эллипса, отсчитываемый от перигея, называется эксцентрической аномалией E . В апогее и перигее радиальная компонента скорости равна нулю. Поэтому из интеграла энергии находим:

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

Отсюда

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

С другой стороны из (12) имеем

$$r_p = \frac{p}{1+e}, \quad r_a = \frac{p}{1-e}. \quad (13)$$

Отсюда

$$p = \frac{2r_p r_a}{r_p + r_a} = \frac{L_z^2}{m^2MG}, \quad e = \frac{r_a - r_p}{r_a + r_p} = \sqrt{1 + 2E_0 \frac{L_z^2}{M^2 m^3 G^2}}. \quad (14)$$

Движение спутника по орбите определяется с помощью уравнения Кеплера, которое имеет следующий вид

$$E - e \sin E = n(t - t_0) + \omega_0. \quad (15)$$

Здесь E - эксцентрическая аномалия, величина $\omega_0 = n(t - t_0) + \omega_0$ - называется средней аномалией, а величина ω_0 - средней аномалией в эпоху (t_0), $n = \sqrt{MGa^{-3}}$ - среднее движение. Геометрический смысл эксцентрической аномалии пояснен на рис.1. Эксцентрическая аномалия связана с естественной аномалией (угол ν на рис.1) формулой

$$\frac{\nu}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \frac{E}{2} \quad (16)$$

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

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

$$x = r(\cos u \cos \Omega - \sin u \sin \Omega \cos i), \quad (17)$$

$$y = r(\cos u \sin \Omega + \sin u \cos \Omega \cos i), \quad (18)$$

$$z = r \sin u \sin i. \quad (19)$$

Здесь $u = \nu + \omega$.

Подробности можно найти в [1]. Полный набор формул смотрите в [5] (стр. 171-180),

2.2 Положение орбиты в пространстве

Для спутников Земли параметры орбиты вводятся следующим образом. Ось z выбирается совпадающей 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.

Точка пересечения орбиты с экваториальной плоскостью называется узлом орбиты. Точка, где спутник переходит из южной полушария 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 Ω .

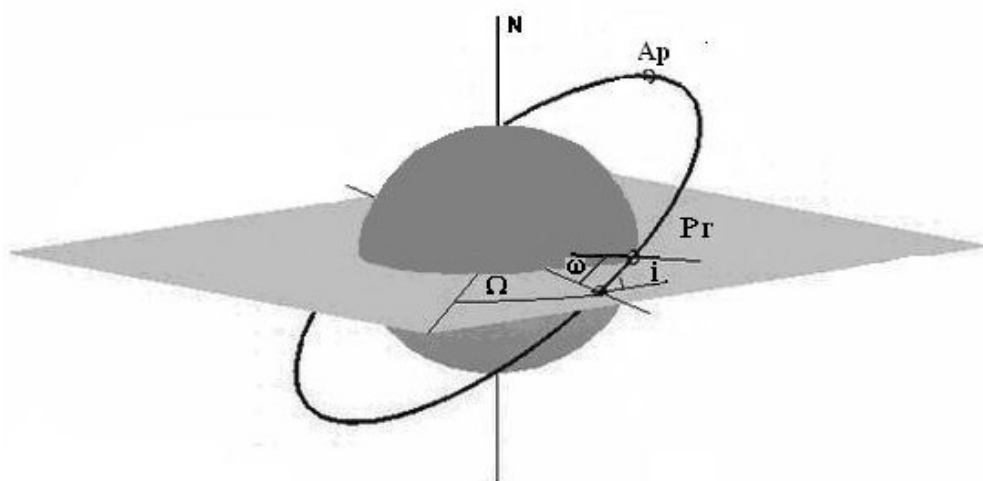


Рис.2. Положение орбиты в пространстве

Угол в плоскости орбиты, отсчитываемый от восходящего узла до перигея называется аргументом перигея и обозначается ω , угол между плоскостью орбиты и экваториальной плоскостью - наклоном орбиты и обозначается здесь через i . Так же в параметры ор-

биты входит фокальный параметр p и эксцентриситет e . Для наглядности эти параметры приведены на рис. 2.

2.3 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 [7] хорошим приближением для потенциальной энергии спутника в не сферическом поле тяготения Земли является функция

$$U = -\frac{GM_E m}{r} \left[1 + \frac{J_2}{2} \left(3 \frac{z^2}{r^2} - 1 \right) \cdot \frac{R_E^2}{r^2} \right], \quad (20)$$

где m - масса спутника, и использовано тождество $\cos \theta = z/r$. Уравнения Ньютона движения спутника в таком поле имеют 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 $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ - орты декартовой системы координат, получаем уравнение для момента импульса спутника $\mathbf{L} = [\mathbf{r} \times \mathbf{p}]$ в следующем виде:

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = -[\mathbf{r} \times \nabla U]. \quad (21)$$

Если сила, действующая на спутник центральна, то момент сил, стоящий в правой части (21) равен нулю. Действительно, для центральной силы выполняется условие:

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

где $Q(r)$ - некоторая скалярная функция длины радиус вектора $r = |\mathbf{r}|$. Для сферической планеты гравитационное поле центрально и момент сил равен нулю. Это приводит к закону сохранения момента импульса. Если форма Земли отлична от сферической, то гравитационное поле не является центральным, и момент импульса не сохраняется. Вычислим момент сил для потенциальной энергии (20). Дифференцируя потенциальную энергию (20) получаем следующее выражение для силы, действующей на спутник:

$$\mathbf{F} = -\nabla U = Q(r, z)\mathbf{r} + W(r)z\mathbf{e}_z, \quad (22)$$

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 момент сил, действующих на спутник равен:

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

Отсюда находим

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

Учитывая, что

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

получаем для компонент момента импульса систему уравнений:

$$\frac{dL_x}{dt} = W(r)zy, \quad \frac{dL_y}{dt} = -W(r)zx, \quad (23)$$

$$\frac{dL_z}{dt} = 0.$$

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

Уравнения (23) 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 медленно меняются со временем. Это означает, что для вычисления декартовых координат спутника можно использовать те же соотношения (17), что и раньше, но 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 (23) и закона сохранения энергии. Однако эти вычисления громоздкие и мы их полностью приводить не будем. Приведем лишь вывод уравнения для векового изменения долготы восходящего узла Ω в предположении, что орбита имеет малый эксцентриситет, т.е. практически не отличается от круговой.

Подставим выражения для координат x, y, z из (17) в первые два уравнения (23). В результате получим:

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

Отсюда получаем

$$\frac{dL_x}{dt} = \frac{W(r)}{2} r^2 \sin i (\cos \Omega \cos i + \sin \Omega \sin 2(v + \omega) + \cos \Omega \cos 2(v + \omega) \cos i), \quad (24)$$

$$\frac{dL_y}{dt} = -\frac{W(r)}{2} r^2 \sin i (-\sin \Omega \cos i + \cos \Omega \sin 2(v + \omega) - \sin \Omega \cos 2(v + \omega) \cos i). \quad (25)$$

В этих уравнениях в правой части имеются слагаемые, которые меняются быстро за один оборот спутника вокруг Земли и те которые меняются медленно. Быстро меняются слагаемые, содержащие истинную аномалию ν , которая за один оборот меняется от 0 до 2π . 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.

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

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 (24) и (25) и приравниванием медленно меняющихся частей уравнения. В результате имеем

$$\frac{dL_x^{(0)}}{dt} = \frac{W(r)}{2} r^2 \sin i \cos \Omega \cos i, \quad (26)$$

$$\frac{dL_y^{(0)}}{dt} = \frac{W(r)}{2} r^2 \sin i \sin \Omega \cos i. \quad (27)$$

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

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

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

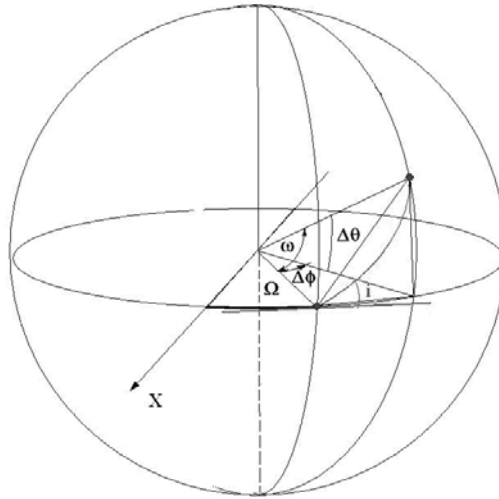


Рис.3. Вращение плоскости орбиты в пространстве

Подставляя эти соотношения в уравнения (24) и (25), считая, что наклонение орбиты не меняется, а меняется только долгота восходящего узла, получаем следующее уравнение для $\Omega(t)$

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

Учитывая, что для не возмущенного движения по круговой орбите

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

окончательно находим

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

2.3 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 меняются аргумент перигея ω и средняя аномалия θ . Соответствующие формулы для скорости вековых изменения этих величин имеют такой вид:

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{GM}{a^3}} J_2 \left(\frac{R_E}{p} \right)^2 \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}, \quad (28)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{GM}{a^3}} J_2 \left(\frac{R_E}{p} \right)^2 \frac{(1-5\cos^2 i)}{(1-e^2)^2}, \quad (29)$$

$$\frac{d\omega_0}{dt} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{GM}{a^3}} J_2 \left(\frac{R_E}{p} \right)^2 \frac{(3\cos^2 i - 1)}{(1-e^2)^{3/2}}, \quad (30)$$

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 Ω 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:

$$\Delta\Omega_{day} = \frac{3}{2} 360n J_2 \left(\frac{R_E}{p} \right)^2 \cos i, \quad (31)$$

$$\Delta\omega_{day} = \frac{3}{4} 360n J_2 \left(\frac{R_E}{p} \right)^2 (1-5\cos^2 i), \quad (32)$$

$$\Delta\omega_{0day} = \frac{3}{4} 360n J_2 \left(\frac{R_E}{p} \right)^2 (3\cos^2 i - 1) \quad (33)$$

Величина $360n$ представляет собой суммарный угловой набег истинной аномалии за сутки. Теперь мы можем легко сделать оцен-

ки для величины изменения долготы восходящего узла, аргумента перигея и средней аномалии за сутки для некоторых характерных спутников. Так для полярных метеорологических спутников типа NOAA $n \approx 14 \text{ rev/day}$, $R_E/p \approx 1.2$, $i = 98^\circ$, $\cos i \approx -1.2$. Используя значение J_2 из таблицы 1, находим $\Delta\Omega_{\text{day}} \approx 1^\circ$, $\Delta\omega_{\text{day}} \approx 3^\circ$.

Формулы (31) и (32) взяты из [3]. Формула (33) взята из руководства [5] (стр. 438), которое содержит справочный материал по всем параметрам движения спутника. Между формулами, приводимыми в [3] и [5] 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 [4].

3. Входные данные для выполнения работ

Задачи космического практикума, относящиеся к разделу “Механика” требуют умения работать с данными о кеплеровских элементах орбиты спутников, которые поступают от станций слежения. Одной из самых полных баз данных о спутниках, которая пополняется регулярно и имеет открытый доступ для большинства спутников, является база данных NORAD (Национальная служба космической обороны США). Однако существуют базы данных на других сайтах. Необходимые данные можно получать в открытом доступе с частного сайта DR. T.S. Kelso: www.celestrak.com.

3.1 Данные NORAD в формате TLE

Данные, получаемые от службы NORAD в формате TLE имеют вид трех строчных записей. Одна из них необязательная содержит имя спутника (строка 0). Две других обязательных строки содержат полную информацию о кеплеровской орбите спутника, каждая из которых имеет следующие шаблоны:

0 AAAAAAAAAAAAAAAAAAAAAAAAAA

1 nnnnnU nnnnnaaa nnnnn.nnnnnnnnn +.nnnnnnnnn +nnnnnn-n +nnnnnn-n
nnnnnn

2 nnnnn nnn.nnnnn nnn.nnnnn nnnnnnnn nnn.nnnnn nnn.nnnnn
nn.nnnnnnnnnnnnnnnnn

Строка 0 представляет собой 24 символьное (24 байта) имя спутника, присвоенное ему в системе NORAD (NORAD SATCAT).

Строки 1 и 2 содержат информацию в соответствии с Таблицей 2 (следует учитывать форму шаблонов).

Таблица 2. Формат данных в двухстрочном элементе описания кеплеровской орбиты в системе NORAD.

Строка 1	
Номера	Описание
байтов	
01	Номер строки
02	Пробел
03-07	Номер, присвоенный спутнику в системе NORAD
08	Классификация спутника (U- не классифицирован)
09	Пробел
10-11	Международный код (две последние цифры года запуска)
12-14	Международный код (номер запуска в году)
15-17	Международный код (число ступеней)
18	Пробел
19-20	Год эпохи (Две последние цифры года)
21-32	Эпоха (день года и дробная часть дня вместе с десятичной точкой)
33	Пробел

34-43	Первая производная по времени среднего движения (с десятичной точкой)
44	Пробел
45-52	Вторая производная по времени среднего движения (десятичная точка предполагается)
53	Пробел
54-61	коэффициент трения в атмосфере (BSTAR drag term)
62	Пробел
63	тип эфемериды
65-68	Число элементов
69	Контрольная сумма(по модулю 10)
	(Буквы, пробелы, точки, знак плюс (“+”) - 0, знак минус (“-”)- 1)

(Эпоха - момент времени, соответствующий определенному положению плоскости экватора

Строка 2	
Номера	Описание
байтов	
01	Номер строки
02	Пробел
03-07	Номер, присвоенный спутнику в системе NORAD
08	Пробел
09-016	Наклонение (в градусах)
17	Пробел
18-25	Долгота восходящего узла (в градусах)
26	Пробел
27-33	Эксцентриситет (десятичная точка предполагается)
34	Пробел
35-42	Аргумент перигея (в градусах)
43	Пробел
44-51	Средняя аномалия (в градусах)
52	Пробел
53-63	Среднее движение (Число оборотов в сутки)(Revs per day)
64-68	Число оборотов в эпоху (Оборот [Revs])
69	Контрольная сумма (по модулю 10)
	(Буквы, пробелы, точки, знак плюс (“+”) - 0, знак минус (“-”)- 1)

Все данные орбиты отнесены к одной эпохе, указанной в первой строке. Напомним, что долгота восходящего узла отсчитывается от направления на точку весеннего равноденствия, которое привязано (условно) к неподвижной небесной сфере. Это направление медленно смещается за счет смещений оси вращения Земли и других процессов. Однако для задач практикума можно с большой степенью точности считать, что плоскость экватора, направление на точку весеннего равноденствия и ось вращения Земли неподвижны. Пример информации об спутнике выглядит так:

NOAA 14

1 23455U 94089A 97320.90946019 .00000140 00000-0 10191-3 0 2621

2 23455 99.0090 272.6745 0008546 223.1686 136.8816 14.11711747148495

В этом фрагменте метеорологический спутник под именем NOAA 14 имеет номер в системе NORAD 23455. Спутник не идентифицируется - параметр U. Год запуска - 1994. Номер запуска в этом году по счету - 89. Эпоха, в которую производилось измерение параметров орбиты - 320.90946019 день в 1997 году, т.е. положение оси вращения Земли, плоскости экватора и направление на точку весеннего равноденствия относятся именно к этому моменту времени. Далее, наклонение орбиты равно 99.0090 градусов, долгота восходящего узла в эпоху - 272.6745. Эксцентриситет - 0.0008546 (орбита почти круговая). Аргумент перигея - 223.1686 градусов. Средняя аномалия в эпоху - 136.8816, а среднее движение - 14.11711747. Число оборотов, сделанных спутником к моменту измерения - 14849.

Файлы, содержащие набор таких записей, обычно носят расширение TLE и используются многими программными комплексами слежения за спутниками и любительскими программами (например, Orbitron (www.stoff.pl)). При реализации задач на компьютере в космическом практикуме удобно иметь копию данных о наборе спутников в формате TLE за несколько лет. Такие данные имеются, например, на сайте www.celestrak.com. Часть такого файла приведена на следующей таблице для спутника NOAA17:

Таблица 3. Пример данных в двухстрочном элементе описания кеплеровской орбиты в системе NORAD.

```

1 27453U 02032A 03036.91173877 .00000252 00000-0 13090-3 0 3431
2 27453 98.7603 108.1893 0012457 36.6226 323.5801 14.23284986 32161
1 27453U 02032A 03037.12263737 .00000259 00000-0 13369-3 0 2941
2 27453 98.7603 108.3991 0012453 35.9336 324.2677 14.23285178 32198
1 27453U 02032A 03037.89593266 .00000255 00000-0 13208-3 0 2957
2 27453 98.7602 109.1685 0012437 33.8535 326.3432 14.23285612 32304
1 27453U 02032A 03037.96623227 .00000255 00000-0 13205-3 0 2975
2 27453 98.7602 109.2384 0012436 33.6520 326.5446 14.23285653 32315
1 27453U 02032A 03038.95042518 .00000275 00000-0 14086-3 0 3378
2 27453 98.7600 110.2175 0012397 30.9679 329.2227 14.23286491 32457

```

Задание 1. Измерение J_2 по движению узла орбиты

Измерение параметра J_2 - амплитуды второй зональной гармоники производится с использованием формулы (31).

1. Для нескольких заданных преподавателем спутников, имеющих различное наклонение орбиты, сделайте выборку из файла данных NORAD по параметрам орбиты спутника за определенный период

времени. Необходимо сделать выборку по долготе восходящего узла Ω , среднему движению n , наклонению i .

2. Постройте графики изменения разности $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_E$ долготы восходящего узла Ω за заданный период времени и суточного вращения Земли Ω_E для всех спутников.

3. Вычислите среднее значение фокального параметра орбиты P по данным о среднем движении n и оцените статистическую погрешность вычисления P . То же самое сделайте для наклонения орбиты.

4. По этим данным с помощью метода наименьших квадратов оцените тангенс угла наклона $R_{anl} = \alpha$ графиков векового смещения восходящего узла. Параметр R_{anl} представляет собой в используемых единицах величину смещения восходящего узла в градусах за сутки. С помощью формулы (31) вычисляются значения амплитуды сфероидальной гармоники J_2 :

$$J_2 = \frac{2}{3} \frac{R_{anl}}{360n \cos i} \left(\frac{P}{R_E} \right)^2. \quad (34)$$

Здесь n берется непосредственно из данных NORAD, т.е. в единицах - число оборотов в сутки. Заметим, что число $360n$ представляет собой полный набег угла (естественной аномалии) за сутки. Множителем $(1-e^2)^2$ в силу его близости к 1 мы пренебрегаем.

5. Оцените статистическую погрешность оценки J_2 .

6. Сравнить результаты для всех спутников.

Задание 2. Измерение J_2 по движению перигея орбиты

Измерение параметра J_2 - амплитуды второй зональной гармоники производится с использованием формулы (32).

1. Для нескольких заданных преподавателем спутников, имеющих различное наклонение орбиты, сделайте выборку из файла данных

NORAD по параметрам орбиты спутника за определенный период времени. Необходимо сделать выборку по аргументу перигея ω , среднему движению n , наклонению i .

2. Постройте графики изменения аргумента перигея за заданный период времени.

3. Вычислите среднее значение фокального параметра орбиты p по данным о среднем движении n и оцените статистическую погрешность вычисления p . То же самое сделайте для наклонения орбиты.

4. По этим данным с помощью метода наименьших квадратов оцените тангенс угла наклона графиков $R_{arp} = \alpha$ векового смещения перигея. Параметр R_{arp} представляет собой в используемых единицах величину смещения перигея в градусах за сутки. С помощью формулы (32) вычисляются значения амплитуды сфероидальной гармоники J_2 :

$$J_2 = \frac{4}{3} \frac{R_{arp}}{360n(1-5\cos^2 i)} \left(\frac{p}{R_E} \right)^2.$$

Множителем $(1-e^2)^2$ в силу его близости к 1 мы пренебрегаем.

5. Оцените статистическую погрешность оценки J_2 .

6. Сравнить результаты для всех спутников.

Задание 3. Измерение J_2 по изменению средней аномалии

Измерение параметра J_2 - амплитуды второй зональной гармоники производится с использованием формулы (33).

1. Для нескольких заданных преподавателем спутников, имеющих различное наклонение орбиты, сделайте выборку из файла данных NORAD по параметрам орбиты спутника за определенный период времени. Необходимо сделать выборку по аргументу перигея ω , среднему движению n , наклонению i .

2. Постройте графики изменения средней аномалии за заданный период времени.
3. Вычислите среднее значение фокального параметра орбиты p по данным о среднем движении n и оцените статистическую погрешность вычисления p . То же самое сделайте для наклона орбиты.
4. По этим данным с помощью метода наименьших квадратов оцените тангенс угла наклона графиков $R_{aan} = \alpha$ векового изменения средней аномалии (в эпоху). Параметр R_{aan} представляет собой в используемых единицах величину изменения средней аномалии в градусах за сутки. С помощью формулы (33) вычисляются значения амплитуды второй сфероидальной гармоники J_2 :

$$J_2 = -\frac{4}{3} \frac{R_{aan}}{360n(3 \cos^2 i - 1)} \left(\frac{p}{R_E} \right)^2.$$

Множителем $(1 - e^2)^{5/2}$ в силу его близости к 1 мы пренебрегаем.

5. Оцените статистическую погрешность оценки J_2 .
6. Сравнить результаты для нескольких спутников.

Вопросы для подготовки к выполнению задачи

1. Что такое зональные, тессериальные и секториальные сферические гармоники поля планеты? Опишите качественно их основные характеристики?
2. Как связаны амплитуды вторых гармоник с моментом инерции Земли?
3. В таблице 1 приведена таблица значений зональных гармоник для планет солнечной системы? Дайте качественное объяснение относительным различиям значений второй и последующих гармоник у различных планет.

4. Что такое естественная, эксцентриская и средняя аномалии? Объясните их геометрический смысл.
5. Запишите (выведите) уравнение Кеплера. Как связаны друг с другом естественная, эксцентриская и средняя аномалии?
6. Что такое оскулирующие элементы орбиты?

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.Н.Матвеев*. Механика и теория относительности. М.: Высшая школа, 1986 г.
2. *Ю.В.Александров*. Введение в физику планет. Киев. "Вища школа", 1982
3. *В.В. Белецкий*. Очерки о движении космических тел. М:"Наука",1972, 320 с.
4. *Г.Н. Дубошин*. Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Наука. Глав. ред. физ.-мат. лит., 1968, 800 с.
5. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. под. ред. Дубошина, М.:Изд. Наука, 1971, с. 584.

ВАРИАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА ОРБИТЕ СПУТНИКА

В.М. Журавлев (zhvictorm@mail.ru)

Целью задачи является проверка простой модели действия силы молекулярного сопротивления со стороны атмосферы на спутники, находящиеся на сравнительно невысоких близких к круговым орбитах.

В задаче изучаются физические эффекты, связанные с учетом влияния молекулярного трения в атмосфере Земли на изменчивость кеплеровских параметров орбиты спутника. Кроме этого задача позволяет ознакомиться с влиянием солнечной активности на характеристики верхней атмосферы Земли на основе сопоставления изменчивости относительной плотности атмосферы на высоте орбиты спутника с данными о характеристиках активности Солнца.

В качестве измеряемого параметра в задаче выбран удельный коэффициент сопротивления движению спутника в атмосфере (коэффициент сопротивления, отнесенный к массе спутника). В качестве параметра, позволяющего оценить изменчивость удельного коэффициента, используется фокальный параметр орбиты, который рассчитывается по данным о среднем движении (число оборотов в день). По данным о скорости изменений фокального параметра вычисляется удельный коэффициент сопротивления спутника, что позволяет оценить относительную изменчивость плотности атмосферы спутника на орбите. Для спутников, для которых известны площадь поперечного сечения и масса, в задаче предусмотрено вычис-

ление абсолютного значения плотности атмосферы на высоте орбиты спутника.

На последнем этапе анализа данных предполагается проведение сравнительного анализа активности Солнца с изменениями абсолютной и относительной плотности атмосферы на высоте орбиты спутника. В задаче предполагается использовать элементы самостоятельного программирования студентом обработки реальной базы данных о положении заданного спутника в любой подходящей для этого системе программирования.

Данная задача может быть рекомендована студентам физических факультетов университетов и других ВУЗов

Постановка задачи.

Пусть спутник массы m движется по орбите, испытывая лобовое сопротивление атмосферы. Пусть на высоте орбиты концентрация молекул атмосферных газов равна N . Пусть площадь сечения космического аппарата в направлении, перпендикулярном движению равна σ . Тогда за время dt спутник столкнется с $dN = NdV$ молекулами, находящимися в объеме $dV = v\sigma dt$, поэтому $dN = Nv\sigma dt$ (см. рисунок 1).

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

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

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

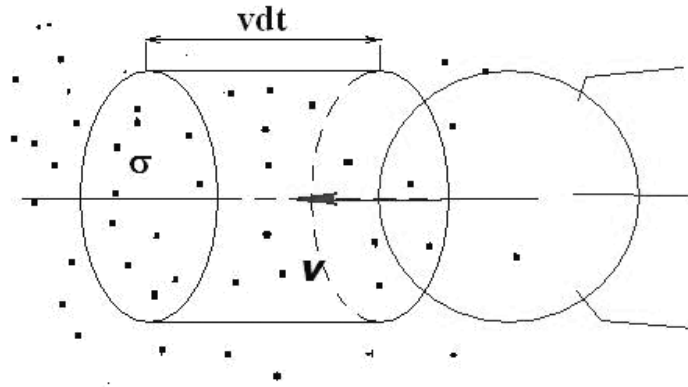


Рис. 1. К выводу силы молекулярного сопротивления

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

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

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 $E_m = E_0/m$ меняется согласно уравнению:

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

Предположим, что спутник движется по орбите с малым эксцентриситетом $e \ll 1$, 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:

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

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

$$\frac{r^3}{L_m^3} \frac{dE_m}{dt} = -\gamma/m = \text{const.} \quad (1)$$

Задачей данной лабораторной работы является проверка этого соотношения. Соотношение (1) 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 $r \approx p$. 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 виду

$$\rho = -\frac{m}{\sigma\sqrt{\mu}} \frac{d\sqrt{p}}{dt}. \quad (2)$$

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.

Задание

Для выполнения лабораторной работы необходимо в первую очередь выбрать из данных NORAD (см. Задачу 1 настоящего сборника) для определенного спутника (или спутников) параметры орбиты за достаточно большой период времени и пересчитать значения удельной полной энергии, удельного момента импульса и большой полуоси и построить их графики. Затем с помощью метода наименьших квадратов оценить скорость убывания полной энергии спутника. После этого можно рассчитать удельный коэффициент сопротивления атмосферы.

1. Для заданных преподавателем спутников за определенный период времени (с помощью написанной вами программы) выберите в отдельный файл данные по элементам орбиты.
2. Постройте графики изменения удельной полной энергии, удельного момента импульса и фокального параметра.
3. С помощью метода наименьших квадратов вычислите наклон графика $\sqrt{p(t)}$ как функции времени на совокупности интервалов времени.
4. Вычислите среднее значение $\sqrt{p(t)}$ в выбранных интервалах времени. По этим сглаженным данным проведите численную оценку производной величины $\sqrt{p(t)}$.

5. Полученные в пунктах 3 и 4 данные выведите на один график. Сделайте анализ графиков и объясните его (возможно используя дополнительную информацию об активности Солнца).
6. Считая, что масса спутника и его поперечное сечение не меняются, оцените относительное изменение плотности атмосферы на высоте орбиты спутника. Сравните результаты, полученные для нескольких спутников.

Вопросы для подготовки к выполнению задачи

1. Как влияет на форму орбиты сопротивление атмосферы?
2. Опишите качественно изменение формы сильно эллиптической орбиты во время прохождения спутника вблизи Земли (перигея)?
3. Опишите качественно изменение параметров почти круговой орбиты вблизи Земли за счет сопротивления атмосферы?
4. Чем могут быть вызваны краткопериодические увеличения коэффициента трения атмосферы?

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.Н.Матвеев*. Механика и теория относительности. М.: Высшая школа, 1986 г.
2. Физика космоса: Маленькая энциклопедия. Под ред. Р. А. Сюняева. М.: Советская энциклопедия. 1986.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПРОЕКЦИИ КЕПЛЕРОВСКОЙ ОРБИТЫ СПУТНИКА НА ГЕОГРАФИЧЕСКУЮ КАРТУ ЗЕМЛИ

В.М. Журавлев (zhvictorm@mail.ru)

Целью задачи является приобретение навыков моделирования движения спутника по орбите с привязкой его положения к реальным географическим координатам.

Задача реализуется в любой среде программирования (Pascal, C, C++) или интегрированных пакетах математических вычислений, имеющих возможность визуализации расчетных элементов орбиты.

В задаче предполагается реализовать возможность адаптации реальных навигационных данных о кеплеровских параметрах орбиты для вычисления текущего положения спутника на орбите без учета возмущающих факторов. В качестве усложненного варианта задачи можно предложить введение в расчетную схему учета второй зональной гармоники и трения в атмосфере.

Эта задача позволяет познакомиться с принципами моделирования орбитального движения спутника вдоль орбиты. Необходимость иметь знания в этой области для физика, занимающегося космофизическими исследованиями, обусловлена тем, что одной из проблем обработки спутниковой информации является привязка данных, получаемых со спутника к пространственным координатам. Эта проблема связана с невозможностью получать данные о положении спутника на орбите и о параметрах орбиты от служб слежения непрерывно. Такие данные поступают несколько раз в день или даже в несколько дней, а информация со спутника имеет дискретность по времени от долей секунды до нескольких часов. Поэтому постоянно приходится вычислять положение спутника на момент получения данных, пользуясь программой моделирования движения спутника.

В данной задаче предлагается написать небольшую программу вычисления географических координат проекции положения спутника на небесную сферу в заданный момент времени, если известны кеплеровские параметры орбиты спутника. Предлагается это сделать без учета несферичности Земли и других возмущающих факторов.

Основные формулы для моделирования.

Случай кеплеровской орбиты

Будем предполагать, что все кеплеровские параметры орбиты известны, например, из данных NORAD (www.celestrak.com). Для того, чтобы получить изображение орбиты в проекции на вращающуюся Землю с учетом движения спутника по орбите, полезно воспользоваться следующими формулами для предварительного вычисления декартовых координат спутника в неподвижной системе отсчета, связанной с удаленными звездами. Эти формулы таковы [1]:

$$\begin{aligned}
 r &= a(1 - eE), \\
 \xi &= a(\cos E - e), \quad \eta = a\sqrt{1 - e^2} \sin E, \\
 x &= P_x \xi + Q_x \eta, \\
 y &= P_y \xi + Q_y \eta, \\
 z &= P_z \xi + Q_z \eta,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где ξ и η - вспомогательные орбитальные координаты, а направляющие косинусы P_x, P_y, \dots, Q_z вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned}
P_x &= \cos \Omega \cos(\omega) - \sin \Omega \sin(\omega) \cos i, \\
P_y &= \sin \Omega \cos(\omega) + \cos \Omega \sin(\omega) \cos i, \\
P_z &= \sin \omega \sin i, \\
Q_x &= -\cos \Omega \sin(\omega) - \sin \Omega \cos(\omega) \cos i, \\
Q_y &= -\sin \Omega \sin(\omega) + \cos \Omega \cos(\omega) \cos i, \\
Q_z &= \cos \omega \sin i.
\end{aligned}$$

Направляющие косинусы должны удовлетворять следующим условиям, которые служат для контроля правильности вычислений:

$$\begin{aligned}
P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 &= 1, \\
Q_x^2 + Q_y^2 + Q_z^2 &= 1, \\
Q_x P_x + Q_y P_y + Q_z P_z &= 0.
\end{aligned}$$

Видно, что величины P_x, P_y, \dots, Q_z вычисляются один раз при поступлении информации о новых параметрах орбиты спутника от наземных служб, поскольку содержат только параметры кеплеровской орбиты. Для вычисления движения спутника по орбите в проекции на небесную сферу необходимо воспользоваться формулами пересчета декартовых координат в сферические:

$$\lambda = \frac{y}{x}, \quad \theta = \arccos \frac{z}{r},$$

где λ - долгота точки проекции положения спутника на небесную сферу, θ - ее широта, а декартовы координаты x, y, z и расстояние спутника от центра Земли r вычисляются по выше приведенным формулам.

Текущее положение спутника в неподвижной системе координат вычисляется с помощью решения уравнения Кеплера относительно эксцентрической аномалии E :

$$E - e \sin E = n(t - t_0) + M_0 = M,$$

где E - эксцентрисическая аномалия, n - среднее движение, t_0 - эпоха, M_0 - средняя аномалия в эпоху. Численное решение этого уравнения наиболее просто можно получить с помощью метода итераций:

$$E_{k+1} = e \sin E_k + n(t - t_0) + M_0, k = 0, \dots$$

Начальным значением следует выбирать

$$E_0 = n(t - t_0) + M_0,$$

а заканчивать процесс итераций при достижении требуемой точности, т.е. когда величина $E_{k+1} - E_k$ становится меньше заданного значения. Для эксцентриситета $e < 0.5$ число итераций не превосходит 5 при точности 7-8 знаков после запятой.

Переход во вращающуюся вместе с Землей систему отсчета производится изменением формулы для долготы:

$$\lambda_E(t) = (\Omega_E(t - t_s) - [\Omega_E(t - t_s)]) + \frac{y(t)}{x(t)},$$

где Ω_E - угловая скорость вращения Земли, t_s - момент времени совпадения осей вращающейся и неподвижной системы координат, $[f]$ - целая часть числа f . В круглых скобках в этой формуле стоит дробная часть числа оборотов Земли вокруг своей оси.

Обратим внимание на то, что в этих формулах декартовы координаты положения спутника меняются со временем. Поскольку данные о времени от NORAD поступают в сутках, то удобно эти формулы привести к этим единицам измерения времени, а угловые переменные к градусам, что соответствует естественным географическим координатам.

Скорость движения спутника по орбите [1]:

$$V^2 = \mu \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right),$$

$$V_r = \sqrt{\frac{\mu}{p}} e \sin \nu,$$

$$V_n = \sqrt{\frac{\mu}{p}} (1 + e \cos \nu).$$

В декартовых координатах:

$$\dot{x} = \frac{x}{r} V_r + (-\cos \Omega \sin(\omega) - \sin \Omega \cos(\omega) \cos i) V_n = \frac{x}{r} V_r + Q_x V_n,$$

$$\dot{y} = \frac{y}{r} V_r + (-\sin \Omega \sin(\omega) + \cos \Omega \cos(\omega) \cos i) V_n = \frac{y}{r} V_r + Q_y V_n,$$

$$\dot{z} = \frac{z}{r} V_r + (\cos(\omega) \sin i) V_n = \frac{z}{r} V_r + Q_z V_n.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.Н. Дубошин*. Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Наука. Глав. ред. физ.-мат. лит., 1968, 800 с.
2. *А.Н.Матвеев*. Механика и теория относительности. М.: Высшая школа, 1986 г.

СЛОВАРЬ ТЕРМИНОВ

Авроральные индексы геомагнитной активности (AL , AU и AE)

отражают интенсивность авроральных электроструй в верхней ионосфере. Эти индексы вычисляются по данным достаточно большого (> 7) числа магнитных обсерваторий зоны полярных сияний и приводятся с разрешением $\Delta t = 1$ ч.

Авроральная область (зона) – область атмосферы (на высоте ~ 100 км) шириной в несколько градусов, в которой наиболее часто наблюдаются полярные сияния, а также проекция этой области (вдоль магнитных силовых линий) в магнитосферу. Располагается вдоль геомагнитной параллели 67° .

Адиабатические вариации – вариации потоков и спектров частиц в геомагнитной ловушке во время бурь/суббурь, при которых сохраняются как полное число частиц данного вида в силовой трубке, так и первые два интеграла движения (μ и I) этих частиц; при таких вариациях плотность частиц в фазовом пространстве остается неизменной и по мере восстановления геомагнитного поля потоки частиц полностью восстанавливаются.

Адиабатический инвариант – параметр, характеризующий движение заряженной частицы и остающийся практически постоянным при медленном изменении физических условий, определяющих её существование в данной области пространства.

Биркеландовские токи – токи, текущие вдоль магнитных силовых линий.

Гелиосфера – область космического пространства, заполненная солнечным ветром и ММП. Продолжение вплоть до сотни а. е., где ММП встречается с межзвёздным магнитным полем. Гелиосфера постоянно обновляется плазмой солнечного ветра.

Геомагнитная (магнитная) буря – сложный комплекс магнитосферных процессов, связанный с инжекцией в геомагнитную ловушку горячей плазмы из ПС. При этом происходит усиление КТ и общее ослабление (депрессия) магнитного поля в сердцевине магнитосферы, которые сопровождаются активизацией полярных сияний и смещением их на меньшие широты. Буря начинается с главной фазы (продолжительностью несколько часов), после которой следует фаза восстановления (продолжительностью от нескольких десятков часов до нескольких десятков дней в зависимости от мощности бури). Главная фаза достаточно сильной бури обычно сопровождается серией суббурь. Бури с $D_{st} > -50$ нТл классифицируются как слабые, с $D_{st} = -50 \div 100$ нТл – как умеренные и с $D_{st} < -100$ нТл – как сильные. Во время гигантских бурь D_{st} понижается до $-250 \div 600$ нТл. Наиболее сильные магнитные бури связаны с солнечными вспышками и корональными выбросами массы. Магнитные бури имеют 27-дневную повторяемость (период вращения Солнца вокруг своей оси), связанную с возвращением активных солнечных областей, и ярко выраженную 11-летнюю зависимость.

Геомагнитное поле – магнитное поле, созданное внутриземными токами.

Геостационарная орбита (ГСО) – круговая геоцентрическая орбита ИСЗ, лежащая в плоскости географического экватора, с радиусом $R = 6.6 R_E \approx 42$ тыс. км; такая орбита называется также *геосинхронной*, поскольку период обращения ИСЗ на такой орбите $T = 24$ ч, т.е. совпадает с периодом вращения Земли вокруг своей оси.

Дрейфовая оболочка (L -оболочка) – поверхность, по которой движется ведущий центр заряженной частицы (центр кривизны её траектории) в магнитной ловушке.

Зазор между внутренним и внешним РП – область минимальных потоков электронов с $E > 100$ кэВ, расположенная между внутренним и внешним радиационными поясами (на $L \sim 3$).

Зеркальная точка (точка отражения) захваченной частицы – точка на силовой линии геомагнитного поля, в которой компонент скорости захваченной частицы, параллельный силовой линии, обращается в нуль. Достигнув этой точки, частица начинает двигаться вдоль силовой линии в обратном направлении – к экватору.

Индекс D_{st} – основная характеристика геомагнитной бури и кольцевого тока (КТ). Измеряется в нТл. Получается в результате усреднения за фиксированный интервал (1 час) по UT отклонений от среднего стационарного уровня горизонтальной составляющей геомагнитного поля на уровне моря по данным низкоширотных (в пределах 30° по геомагнитной широте) обсерваторий (с индивидуальным весовым коэффициентом для каждой обсерватории).

Индекс K_p – планетарный индекс геомагнитной активности. Вычисляется в 3-часовых интервалах по UT и отражает усреднённую (в пределах этих интервалов) картину вариаций геомагнитного поля по данным всех магнитных обсерваторий нашей планеты. В отличие от D_{st} , индекс K_p безразмерный и нелинейный (меняется в пределах от 0 до 9 по логарифмическому закону).

Индукция магнитного поля – вектор, характеризующий величину и направление магнитного поля. Широко используется в современных исследованиях магнитосферы и гелиосферы. Единица

измерения магнитной индукции в СИ – тесла (Тл), в СГС – гаусс (Гс): $1 \text{ Гс} = 10^5 \text{ нТл}$.

Ионосфера Земли – область на высотах $30 \div 1000 \text{ км}$, содержащая частично ионизованную холодную плазму.

ИСЗ – искусственный спутник Земли.

Кольцевой ток (КТ) – циркулирующий вокруг Земли замкнутый электрический ток, направленный на запад, сила которого изменяется от $\sim 10^5 \text{ А}$ (в спокойные периоды) до $\sim 10^7 \div 10^8 \text{ А}$ (во время бурь). КТ концентрируется на $L = 5 \div 7$ в спокойные периоды и на $L = 3 \div 7$ во время бурь и аккумулирует до 30% полной энергии магнитной бури. Носителями КТ являются в основном ионы с энергией $\sim 10 \div 200 \text{ кэВ}$.

Корональные выбросы массы (СМЕ) – облака (сгустки) замагниченной корональной плазмы, которые генерируются во время солнечных вспышек. Такие облака сильно изменяют свойства и структуру гелиосферы. СМЕ, связанные с мощными солнечными вспышками, движутся со скоростью до 1000 км/с и примерно через $1 \div 2$ суток достигают орбиты Земли, изменяя форму магнитосферы и вызывая сильные геомагнитные бури.

Корональная дыра – источник высокоскоростных ($> 400 \text{ км/с}$) потоков солнечного ветра – область в солнечной короне, характеризующаяся пониженной плотностью и температурой, а также слабой эмиссией электромагнитного излучения во всем диапазоне длин волн.

Ларморовский радиус (гирорадиус) – радиус окружности, описываемой заряженной частицей с нулевой продольной скоростью в квази-однородном магнитном поле.

Магнитопауза – тонкий слой, отделяющий область регулярного геомагнитного поля от магнитошиша; для земной магнитосферы

подсолнечная точка магнитопаузы располагается на $R = 10 \div 12 R_E$ в спокойные периоды и приближается к Земле до $R \sim 5 \div 6 R_E$ во время бурь. В спокойные периоды магнитное поле на магнитопаузе $\approx 10^{-3}$ Гс.

Магнитосфера Земли (геомагнитосфера) – область околоземного пространства, ограниченная магнитопаузой, в которой заключены практически все силовые линии геомагнитного поля (высокоширотные магнитные силовые линии, пересекающие земную поверхность в области полярных шапок, могут выходить за пределы магнитосферы и пересоединяться с ММП). На ночной стороне магнитосфера вытянута в антисолнечном направлении (подобного хвосту комет). Формируется в результате взаимодействия геомагнитного поля с солнечным ветром.

Магнитосферный хвост – периферийная ночная область магнитосферы; имеет почти цилиндрическую форму диаметром $\sim 25 \div 40 R_E$ и простирается до $\sim 200 R_E$ (почти до орбиты Луны). Магнитосферный хвост состоит из двух симметричных долей с почти однородным магнитным полем в каждой из них. В южной доле хвоста магнитное поле направлено от Земли, в северной – к Земле.

Магнитошис – переходная область между магнитопаузой и фронтом головной ударной волной, возникающей в результате сверхзвукового обтекания магнитосферы солнечным ветром; заполнен сильно турбулизованной разогретой плазмой солнечного ветра (с $T \sim 0.1 \div 1$ кэВ). Во время геомагнитных возмущений магнитошис обогащается также магнитосферной (в том числе ионосферной) плазмой.

Межпланетное магнитное поле (ММП) генерируется спиральным токовым слоем (спираль Архимеда, закрученная против враще-

ния Солнца), который разделяет гелиосферу на несколько чередующихся спиральных секторов с противоположным (антипараллельным) направлением поля (секторная структура ММП). Предполагается, что протяженность токового слоя по широте составляет $\pm 15^\circ$.

Межпланетная ударная волна – область, в которой происходит резкое изменение всех параметров солнечного ветра и ММП. Поток вещества через ударную волну отличен от нуля.

Наклонение – угол между плоскостью орбиты ИСЗ и географической экваториальной плоскостью.

Питч-угол – угол между вектором скорости заряженной частицы и вектором индукции магнитного поля.

Плазменный слой (ПС) – область, заполненная горячей плазмой со средней энергией частиц $\sim 4 \div 15$ кэВ и разделяющая северную и южную доли магнитосферного хвоста (примерно в плоскости эклиптики). В спокойные периоды ПС состоит в основном из электронов и протонов, а во время суббурь он обогащается ионами ионосферного происхождения (O^+ , He^+ , N^+ , O^{2+} и др.). Частицы ПС являются носителями электрического тока, направленного с утра на вечер и сконцентрированного в токовый слой у центральной поверхности ПС (*нейтрального слоя*). Форма и параметры ПС зависят от направления солнечного ветра и ММП относительно наклона земного диполя, испытывая суточные, сезонные и суббуревые вариации.

Плазмопауза (колени Грингауза-Карпентера) – внешняя граница плазмосферы, на которой плотность холодной плазмы уменьшается от $\sim 10^2 \div 10^3$ см $^{-3}$ до ≤ 1 см $^{-3}$. Располагается на $L \sim 6 \div 7$ в спокойные периоды и на $L \sim 3 \div 5$ во время бурь.

Плазмосфера – примыкающая к ионосфере обширная область, имеющая форму асимметричного сфероида (с выпуклостью в вечерние и послеполуденные часы LT). Заполнена холодной ионосферной плазмой с плотностью $\sim 10^2 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$ и температурой $\sim 0.1 \div 1 \text{ эВ}$, которая «вморожена» в геомагнитное поле и вращается совместно с планетой.

Полярные сияния – свечение атмосферы под действием потоков заряженных частиц (электронов и протонов), наблюдающиеся в зоне аврорального овала.

Полярные каспы – область в околополуденной части магнитосферы, имеющая вид воронки, расширяющейся от Земли к магнитопаузе, и разделяющая силовые линии дневной магнитосферы и геомагнитного хвоста.

Полярная шапка – высокоширотная область, ограниченная авроральным овалом.

Радиальный ход – зависимость магнитного поля или некоторого параметра плазмы (например, потоков частиц) от расстояния точки наблюдения до центра Земли.

Радиационные пояса (РП) – тороидальные структуры, расположенные на $L \sim 1.5 \div 8$ и состоящие из захваченных геомагнитным полем частиц (в основном электронов и протонов) с энергией от нескольких десятков кэВ до нескольких сотен МэВ. Различают внутренний и внешний пояса. РП формируются в результате радиальной диффузии частиц под действием возмущений магнитного поля типа SC, которая сопровождается ионизационными потерями и высыпанием частиц РП в атмосферу под действие циклотронных и некоторых других волн. Циклотронная неустойчивость очень важна для электронных РП (особенно в области зазора между внутренним и внешним поясами). Для низ-

коэнергичного конца спектра частиц РП (до нескольких сотен кэВ) необходимо учитывать также флуктуации электростатического поля, а для высокоэнергичного ($E > 10$ МэВ) хвоста спектра протонов внутреннего ($L < 2$) РП – механизм альbedo галактических космических лучей.

Солнечная корона – источник солнечного ветра – внешняя разреженная часть атмосферы Солнца, имеющая температуру ~ 100 эВ ($1 \div 2 \cdot 10^6$ К) и простирающаяся до нескольких солнечных радиусов.

Солнечный ветер – распространяющиеся от Солнца сверхзвуковые потоки горячей плазмы, увлекающие за собой «вмороженное» в плазму межпланетное магнитное поле. Состоит в основном из протонов и электронов (с небольшой – в среднем $\sim 4\%$ – примесью α -частиц и незначительного ($< 1\%$) количества ядер с $Z > 1$). Протоны солнечного ветра вносят основной вклад в поток энергии от спокойного Солнца. На расстоянии 1 а. е. (орбита Земли) частицы солнечного ветра имеют концентрацию $\sim 5 \div 20$ см $^{-3}$ и летят со скоростью $\sim 100 \div 1000$ км/с. Полный поток частиц солнечного ветра от спокойного Солнца на 1 а.е. составляет в среднем $2.4 \cdot 10^8$ см $^{-2}$ с $^{-1}$.

Солнечные вспышки – важнейшее проявление солнечной активности. Вспышки могут наблюдаться в очень широком диапазоне электромагнитного излучения, но обычно наиболее ярко они проявляются в диапазоне H α . При этом энергия корональной части магнитных петель в активной области на Солнце преобразуется в кинетическую энергию частиц. Во время вспышек поток энергии от Солнца возрастает в десятки раз. Примерно половина этой энергии сосредоточена в потоках солнечного ветра

и в СМЕ, а другая половина – в жёстком рентгеновском и γ -излучении и в СКЛ.

Солнечные космические лучи (СКЛ) – потоки протонов и атомных ядер с $Z > 1$ (содержание ядер не превышает долей процента) с энергией от нескольких МэВ до ~ 10 ГэВ, а также электронов с энергией до нескольких МэВ, идущие от Солнца.

Солнечный цикл – периодические изменения важнейших явлений на Солнце (в первую очередь, числа активных областей – солнечных пятен). Основные циклы солнечной активности имеют 11- лет и 2-летние периоды.

Солнечно-эклиптическая система координат – геоцентрическая прямоугольная система координат с осью X , направленной на Солнце, осью Z , направленной перпендикулярно плоскости эклиптики на Север, и осью Y , дополняющей правостороннюю систему координат.

Солнечно-магнитосферная система координат – геоцентрическая прямоугольная система координат с осью X , направленной на Солнце, осью Z , лежащей в плоскости, проходящей через ось X и ось геомагнитного диполя, и осью Y , дополняющей правостороннюю систему координат.

Суббуря (магнитосферная суббуря) – глобальный нелинейный (взрывной) процесс продолжительностью ~ 1 ч, переводящий магнитосферу в новое состояние с минимумом свободной энергии (естественная катастрофа). Сопровождаются активизацией полярных сияний и смещением их на меньшие широты. Различают четыре фазы суббури: подготовительную, фазу роста, взрывную и фазу восстановления.

УФ – ультрафиолетовое излучение.

Экзосфера – продолжение земной атмосферы на большие высоты.

Состоит в основном из атомов водорода. Средняя её температура ~ 0.1 эВ (950 К).

Z-составляющая ММП – очень важный для характеристики состояния геомагнитосферы параметр – проекция вектора ММП на ось Z солнечно-эклиптической или солнечно-магнитосферной системы. При изменении направления Z-составляющей ММП с северного на южное (изменении знака B_z с положительного на отрицательный) многие магнитосферные процессы активизируются, что приводит обычно к развитию бури или суббури (развитие суббури возможно и при противоположном изменении B_z , а также при отсутствии таких изменений).

СПИСОК ОСНОВНЫХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ СИМВОЛОВ

- $B(\lambda)$ – индукция магнитного поля на геомагнитной широте λ
- $B_0(L)$ – индукция магнитного поля в плоскости геомагнитного экватора
- B_m – индукция магнитного поля в точке отражения (зеркальной точке) частицы
- E – кинетическая энергия частицы
- H – высота
- J – интегральный поток частиц
- L – параметр дрейфовых оболочек частиц (параметр Мак-Илвайна)
- LT – местное время
- MLT – магнитное местное время
- p – импульс частицы
- R_E – радиус Земли (6430 км)
- UT – мировое время (местное время на меридиане Гринвича)
- v – скорость частиц
- Z – заряд атомных ядер (по отношению к заряду протонов)
-
- α – локальный питч-угол частицы
- α_0 – экваториальный питч-угол частицы
- μ – первый адиабатический инвариант движения частиц в магнитных полях
- I – второй адиабатический инвариант движения заряженных частиц в магнитных полях
- λ – геомагнитная широта (в разделе 2.5 – длина волны УФ излучения)