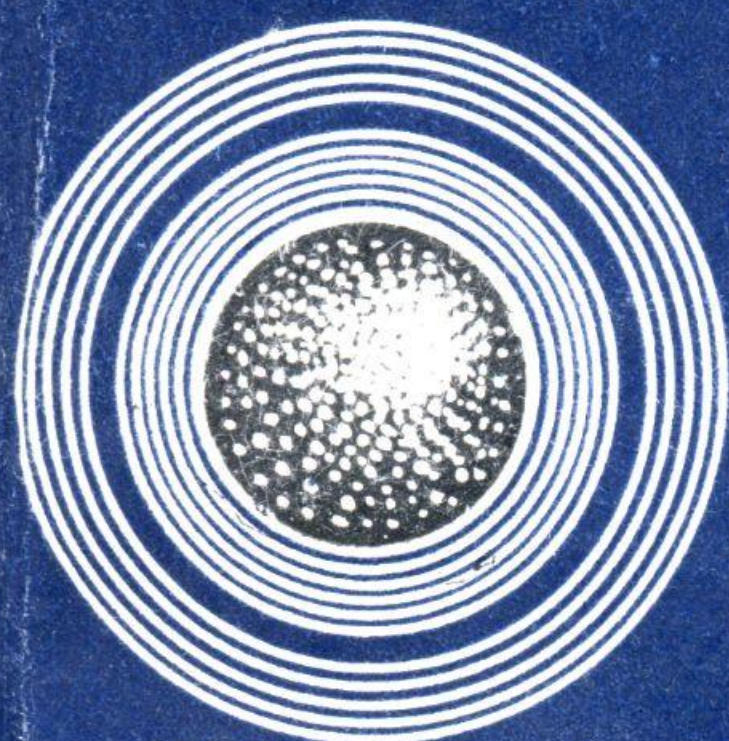


В. М. К И С Е Л Е В

---

**НЕРАВНОМЕРНОСТЬ  
СУТОЧНОГО  
ВРАЩЕНИЯ  
З Е М Л И**



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ



АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им. Л. В. КИРЕНСКОГО

В. М. КИСЕЛЕВ

# НЕРАВНОМЕРНОСТЬ СУТОЧНОГО ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Ответственный редактор  
докт. физ.-мат. наук Ю. Д. Калинин



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
Новосибирск • 1980

**К и с е л е в В. М. Неравномерность суточного вращения Земли.**— Новосибирск: Наука, 1980.

Рассматриваются некоторые аспекты проблемы неравномерности суточного вращения Земли. Основное внимание уделено доказательству солнечной обусловленности нерегулярных вариаций длительности земных суток. В табличной форме представлены значения характеристик неравномерности суточного вращения Земли, вариаций межпланетного магнитного поля и атмосферной циркуляции. Обсуждаются возможные направления дальнейшего исследования проблемы.

Для широкого круга геофизиков и геологов.

©Издательство «Наука», 1980.

---

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Книга посвящена некоторым аспектам важнейшей проблемы геофизики — неравномерности суточного вращения Земли. Проблема эта возникла только в начале XX в., когда было установлено, что Земля вращается не равномерно, как считалось до этого, а с постоянным замедлением, которое вполне удовлетворительно объясняли приливным взаимодействием Земли и Луны. В дальнейшем удалось обнаружить знакопеременные изменения длительности средних суток от года к году, а в 1952 г. Д. Брауэр построил непрерывный ряд изменений длительности земных суток за 1820—1949 гг. По мере улучшения методов и техники астрономических наблюдений и точности измерения времени выявлены вариации скорости вращения Земли с характерными временами меньше года. Некоторые из них вполне обоснованно связывают с действием на Землю гравитационных сил со стороны Луны и Солнца. Эти вариации имеют периодический (регулярный) характер. Практически доказано также, что сезонные вариации в скорости суточного вращения Земли являются следствием изменений зональной циркуляции атмосферы в течение года.

Данные, полученные еще Д. Брауэром, как, впрочем, и результаты последующих исследований, свидетельствуют о том, что неравномерность земного вращения не может быть сведена только к сумме периодических членов. Нерегулярность изменений длительности суток вот уже более двух десятков лет представляет загадку для исследователей. Многие из них пытались и пытаются найти причину нерегулярности суточного вращения внутри Земли, преимущественно в ее ядре. Действительно, принятые в настоящее время оценки



параметров, определяющих физическое состояние внутренних слоев Земли, позволяют строить модели, которые частично объясняют наблюдаемые изменения длительности суток. Однако совершенно неясно, какова природа источника энергии внутри Земли, мощность которого должна быть значительна. Кроме того, гидромагнитными процессами внутри земного ядра, обладающего высокой электропроводностью, можно объяснить вариации скорости вращения Земли с характерным временем больше 10 лет, в то время как наблюдения последних 20 лет свидетельствуют о наличии нерегулярностей с меньшим характерным временем.

Гипотеза о внеземном происхождении нерегулярностей земного вращения до последнего времени обсуждалась от случая к случаю, и убедительных доводов в ее пользу нет. Настоящая работа является, по существу, первой, в которой приведен ряд статистически обоснованных фактов, заставляющих признать солнечную обусловленность нерегулярных изменений длительности земных суток. Уместно обратить внимание читателя на два обстоятельства, в значительной мере определивших конечные результаты исследований, изложенных в этой книге. Во-первых, предположено и обосновано, что нерегулярные вариации скорости вращения Земли могут быть вызваны одновременно и внутриземными и внеземными (солнечными) причинами. Во-вторых, использованы надежные фактические данные о проявлениях солнечной активности в околоземном космическом пространстве.

В книге отмечены, правда, в очень сжатой форме основные достижения в исследовании неравномерности суточного вращения Земли. В последней главе высказаны некоторые соображения относительно возможных механизмов воздействия солнечной активности на режим вращения Земли. Эти соображения имеют гипотетический характер и предполагают дальнейшую разработку. Основные фактические данные, полезные для дальнейших исследований проблемы, приведены в табличной форме. Можно надеяться, что книга заинтересует не только специалистов в области солнечно-земных связей, но и всех тех, кто занимается различными проблемами геофизики.

*Ю. Д. Калинин*



## ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Приводятся символы, употребляемые более чем в одном параграфе. Повсеместно встречаются записи вида  $x_{\tau, \psi} \dots$ , представляющие собой значения некоторой случайной функции, сглаженной последовательно  $\tau$ ,  $\psi$  и т. п. летними (месячными, дневными) скользящими средними. Процедура сглаживания описана в § 1.3.

Для обозначения векторов использованы символы жирного начертания. Компоненты векторов определены нижним индексом, соответствующим обозначению одной из координат сферической ( $r$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$ ) или цилиндрической ( $s$ ,  $\varphi$ ,  $z$ ) систем координат. Кроме того, нижний индекс  $p$  обозначает меридиональную (полюидальную) составляющую вектора. В некоторых случаях, когда это не может вызвать недоразумений, нижний индекс у компоненты вектора опущен. Точка над символом обозначает производную по времени.

$B$  — магнитное поле

$E$  — электрическое поле

$ET$  — эфемеридное время

$G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  — гравитационная постоянная

$I_m = 7,2 \cdot 10^{37} \text{ кг} \cdot \text{м}^2$  — момент инерции оболочки Земли

$K_1$  — индекс межпланетного магнитного поля (§ 4.3)

$L$  — характерный размер системы

$L_m$  — эффективная толщина электропроводного слоя оболочки

$M$  — геомагнитный момент

$M_i$  — различного вида вращательные моменты

$M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ кг}$  — масса Солнца

$P$  — длительность земных суток

$P_0 = 86400 \text{ с}$  — продолжительность средних солнечных суток

$R_c = 3,48 \cdot 10^6 \text{ м}$  — радиус земного ядра

$R_E = 6,37 \cdot 10^6 \text{ м}$  — средний радиус Земли

$R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^8 \text{ м}$  — радиус Солнца

$R_m$  — магнитное число Рейнольдса



- $S$  — функция спектральной плотности (Приложение) и площадь;  $dS$  — элемент площади  
 $T$  — температура и период  
 $TA1$  — международное атомное время  
 $U$  — характерная скорость  
 $UT0$  — всемирное время  
 $UT1$  — всемирное время, исправленное за движение полюсов  
 $UT2$  — всемирное время  $UT1$ , исправленное за сезонные вариации скорости суточного вращения Земли  
 $V$  — скорость солнечного ветра и объем;  $dV$  — элемент объема  
 $VA1$  — индекс циклонической активности атмосферы (§ 5.3)  
 $W$  — число Вольфа (относительное число солнечных пятен)  
 $f$  — циклическая частота  
 $j$  — плотность электрического тока  
 $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж·К<sup>-1</sup> — постоянная Больцмана  
 $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$  кг — масса протона  
 $m_z = -\delta P/P_0 = \delta \Omega/\Omega_0$  (§ 1.4)  
 $n_p$  — концентрация протонов в плазме солнечного ветра  
 $\ddot{n}$  — ускорение в среднем движении Луны по орбите  
 $p$  — давление  
 $r$  — коэффициент корреляции и радиальное расстояние  
 $u$  — скорость гидромагнитных течений  
 $\Delta T$  — астрономическая невязка по времени (§ 1.1)  
 $\Delta t$  — сдвиг по времени между двумя процессами  
 $\Phi$  — гравитационный потенциал  
 $\Psi_z$  — возбуждающая функция (§ 1.4)  
 $\Omega$  — мгновенная угловая скорость вращения Земли  
 $\Omega_0 = 7,29 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup> — средняя угловая скорость вращения Земли  
 $\Omega_{\odot} = 2,7 \cdot 10^{-6}$  с<sup>-1</sup> — угловая скорость вращения Солнца на экваторе  
 $\alpha_{\odot} = 10^3 (\alpha'/\Omega_0)$  — индекс зональной циркуляции атмосферы (только в § 5.3)  
 $\gamma$  — единица измерения интенсивности магнитного поля ( $1\gamma = 10^{-9}$  Т)  
 $\delta P = P - P_0$  — изменение длительности земных суток  
 $\delta\Omega/\Omega_0$  — относительное изменение скорости суточного вращения Земли  
 $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Г·м<sup>-1</sup> — магнитная постоянная  
 $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости  
 $\rho$  — плотность  
 $\sigma$  — электропроводность земного ядра  
 $\sigma_m$  — электропроводность нижней оболочки Земли  
 $\tau_i$  — различные характерные времена  
 $\omega$  — круговая частота  
 $\omega_0$  — собственная частота колебаний системы ядро—оболочка (§ 2.4)



## ВВЕДЕНИЕ

Неправильности в суточном вращении Земли выражаются в следующем: 1) ось вращения не сохраняет своего направления в пространстве; 2) ось вращения не сохраняет своего положения относительно поверхности Земли; 3) угловая скорость вращения Земли относительно мгновенной оси переменна.

В настоящее время наиболее ясным представляется происхождение первой из названных особенностей, которая проявляется как прецессия с периодом около 26 000 лет и вынужденная нутация земной оси с периодом около 18,6 года. Изменения положения земной оси в пространстве обусловлены главным образом гравитационным воздействием Луны, Солнца и планет на экваториальное вздутие Земли. Величина этого воздействия определяется топологией гравитационного потенциала в солнечной системе, следовательно, может быть достаточно точно рассчитана.

Гораздо сложнее обстоит дело со второй и третьей особенностями, которые проявляются соответственно как движение полюсов относительно поверхности Земли и изменение длительности земных суток. Вообще говоря, обе эти неправильности следует рассматривать совместно, поскольку они характеризуют изменение вектора угловой скорости в системе координат, вращающейся вместе с Землей вокруг оси, направленной на полюс мира. Однако чаще всего движение полюсов и изменения длительности суток обсуждаются отдельно. Это обусловлено двумя причинами. Во-первых, движение полюсов обнаруживается по наблюдениям широты места, а изменения длительности суток — исходя из определений времени, т. е. в основе наблюдений измене-

ний направления и величины вектора угловой скорости вращения Земли лежат различные методы. Вторая причина, очевидно более существенная, состоит в том, что до настоящего времени недостаточно понятно происхождение как движения полюсов, так и неравномерности суточного вращения Земли. В такой ситуации представляется целесообразным прежде всего выявить причины происхождения движения полюсов и изменения длительности суток отдельно с тем, чтобы в будущем создать общую теорию неправильностей во вращении Земли вокруг своей оси.

Неравномерность скорости суточного вращения Земли была обнаружена еще в начале века, но до последнего времени ее изучение сдерживалось недостаточной надежностью экспериментальных данных. Заметим, что лишь по измерениям длительности суток с 1950 г. удалось надежно выявить сезонные вариации (т. е. изменения от месяца к месяцу) в скорости суточного вращения Земли. К настоящему времени имеются сведения об изменениях длительности суток от года к году, с разной степенью подробности охватывающие более чем 300-летний период, и более детальные данные (среднемесячные, среднедекадные и т. д.) начиная с 1955 г., когда была введена атомная шкала времени.

В изменениях длительности земных суток обычно принято различать три основных момента: 1) вековые изменения на 1—2 мс за 100 лет; 2) сезонные вариации с амплитудой около 0,5 мс; 3) нерегулярные изменения от года к году, величина которых более чем на порядок превосходит вековые изменения. Такое разделение в значительной мере условно, поскольку спектр колебаний длительности суток более сложен, но оно оказывается полезным для выявления причин, вызывающих изменения режима земного вращения.

Вековое изменение длительности суток, по крайней мере в последние 300 лет, связано преимущественно с действием приливообразующих сил, возникающих в результате гравитационного взаимодействия Земли с Луной и Солнцем. Ситуация выглядит более сложной и неопределенной, если рассматривать изменение длительности суток за историческое, а тем более за геологическое время. В этом случае необходимо принимать во внимание и глобальные геологические процессы, могу-



щие привести к изменению момента инерции Земли, и эволюцию системы Земля—Луна, и еще ряд других явлений. Ошибки в определениях изменений длительности суток в далеком прошлом пока что сравнимы с величинами самих изменений.

Что касается сезонных вариаций скорости суточного вращения Земли, то в настоящее время нет оснований сомневаться, что они обусловлены изменениями зональной циркуляции атмосферы в течение года и отчасти лунными приливами.

Относительно нерегулярных изменений длительности суток еще в 1909 г. С. Ньюком писал: «Я считаю эти флуктуации наиболее загадочным явлением, наблюдаемым в движении звезд». В какой-то мере можно считать, что со времени Ньюкома ситуация в данном вопросе изменилась мало, и нерегулярные изменения длительности суток не стали менее загадочными, несмотря на то, что экспериментальные и теоретические исследования позволили накопить обширный материал как относительно самих нерегулярных вариаций, так и относительно тех явлений, которые могут быть их причиной.

До недавнего времени большинство исследователей склонялось к мысли, что нерегулярные вариации длительности суток связаны с процессами внутри земного ядра. Такая точка зрения сформировалась под влиянием двух причин. Во-первых, аналитические исследования, выполненные к 60-м годам нашего столетия, показали, что ни одно из известных геофизических явлений не в состоянии обеспечить наблюдаемые нерегулярные вариации длительности суток с характерным временем до 100 лет. Во-вторых, получены результаты, свидетельствующие о статистической связи между изменениями скорости суточного вращения Земли и вариациями элементов геомагнитного поля, которое, как было уже тогда известно, обязано своим происхождением гидромагнитным процессам внутри жидкого электропроводного земного ядра. С неопределенностью, присущей самой теории земного гидромагнитного динамо, некоторые модели электромагнитного сцепления ядра с оболочкой позволяют объяснить наблюдаемые изменения скорости суточного вращения Земли, но вызывают значительные трудности, связанные как с ин-

терпретацией характера изменений длительности суток за два последних столетия, так и с энергетикой процесса взаимодействия ядра с оболочкой.

В последние годы все чаще высказывается гипотеза о солнечной обусловленности нерегулярных изменений скорости суточного вращения Земли. Это продиктовано тем, что достигнуты значительные успехи в области исследования околоземного космического пространства, — в частности, получены данные об изменениях физических характеристик межпланетной среды под влиянием солнечной активности. Во многих работах последних лет приведены доводы в пользу связи ряда геофизических явлений с различными проявлениями солнечной активности в околоземном космическом пространстве.

Со времени выхода в свет широко известной монографии У. Манка и Г. Макдональда «Вращение Земли», обобщившей имевшиеся достижения в исследовании неправильностей в суточном вращении Земли, получено много новых результатов, касающихся как более строгого обоснования ранних идей, так и разработки качественно новых гипотез. Одна из задач настоящей работы — освещение некоторых из этих результатов. Те аспекты проблемы неравномерности суточного вращения Земли, которые детально проанализированы у Манка и Макдональда, не рассматриваются. Основная же цель предлагаемой работы — обоснование солнечной обусловленности нерегулярных изменений длительности земных суток, поэтому характер материала и порядок изложения его подчинены этой главной цели.



## Глава 1

### АСТРОНОМИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЗЕМНЫХ СУТОК

#### § 1.1. ВРЕМЯ ВСЕМИРНОЕ, АТОМНОЕ И ЭФЕМЕРИДНОЕ

Время, определяемое вращением Земли, называется всемирным временем ( $UT0$ ). Основой для определения шкалы  $UT0$  служат данные астрономических наблюдений. За единицу всемирного времени принимают средние солнечные сутки, т. е. промежуток времени между двумя последовательными прохождением через меридиан среднего Солнца над определенной точкой на поверхности Земли. На практике наблюдают прохождения через меридиан зенитных звезд. Каждая служба времени определяет из астрономических наблюдений местное звездное время  $t_i$ . Если  $\lambda_i$  — принятая долгота этой службы в условной системе координат, то вычисленное по ее наблюдениям всемирное время  $UT0_i$  равно  $t_i - \alpha_{\odot} + 12^h + \lambda_i$ , где  $\alpha_{\odot}$  — прямое восхождение среднего фиктивного Солнца. Для изучения неравномерности суточного вращения в чистом виде вводят поправку на движение полюсов Земли и получают, таким образом, шкалу всемирного времени  $UT1$ . Чтобы уменьшить влияние ошибок наблюдений, результаты отдельных служб времени усредняются:

$$UT1 = \frac{1}{N} \sum_i UT1_i.$$

Обобщение результатов определений всех служб времени было возложено на созданное в 1920 г. Международное бюро времени ( $BIH$ ) в Париже. Результаты своих вычислений  $BIH$  регулярно публикует в циркулярах и отчетах. До 1956 г.  $BIH$  вычисляло  $UT0$ , а с 1956 г. — и  $UT1$ .

В основе определения всемирного времени лежит нахождение поправки часов как разности между вре-

менем прохождения звезд через меридиан и показанием часов в тот же момент. Следовательно, точность определения *UT1* зависит от точности как хода часов, так и астрономических наблюдений. При классических определениях всемирного времени применяются пассажные инструменты (фотоэлектрические и визуальные), фотографические зенитные трубы (ФЗТ) и астролябии [59]. Наиболее высокую точность в среднем дают наблюдения с помощью ФЗТ, но и они не отвечают современным требованиям, поскольку среднеквадратичные ошибки поправок часов в лучшем случае составляют  $\pm 10^{-3}$  с при усреднении данных, полученных за 5 суток [105]. Трудно ожидать существенного повышения точности определения всемирного времени в будущем классическими методами, так как точность астрономических наблюдений ограничена аномалиями атмосферной рефракции, ошибками звездных каталогов и т. п. Представляется, что дальнейший прогресс в этом направлении будет связан с использованием новых технических средств и методов: доплеровских и лазерных наблюдений искусственных спутников Земли, оптической (лазерной) локации Луны, наблюдений удаленных радиоисточников радиоинтерферометрами.

Для того чтобы выявить нерегулярности суточного вращения Земли, необходимо иметь шкалу времени более равномерную, чем шкала *UT1*. В качестве хранителя точного времени до середины нашего столетия использовались маятниковые часы, затем кварцевые часы и, наконец, с 1955 г. применяются атомные и молекулярные системы воспроизведения эталонных частот и времени. В силу целого ряда причин маятниковые часы не способны обеспечить достаточно равномерную шкалу времени. Например, сейчас известно, что сезонная вариация длительности земных суток имеет амплитуду порядка 0,5 мс. В то же время вариация хода маятниковых часов вследствие изменения гравитационного потенциала под действием лунного притяжения составляет около 0,1 мс. Гораздо большей точностью обладают кварцевые часы, но их недостатком является то, что индивидуальные часы довольно быстро стареют и практически невозможно сделать пару абсолютно одинаковых часов. Поэтому от кварцевых часов отказались, как только были созданы атомные часы, хотя



кварцевые сыграли определенную роль в исследовании высокочастотных нерегулярностей земного вращения (например, с их помощью окончательно установлено существование сезонных вариаций в скорости суточного вращения Земли).

Атомные и молекулярные генераторы представляют собой высокостабильные системы, суточный ход частоты которых определяется с относительной точностью  $10^{-11}$ — $10^{-13}$ . Атомные стандарты частоты были положены в основу создания равномерной шкалы времени. Атомная шкала времени является физической шкалой, не зависящей от астрономических наблюдений. Атомная секунда, определенная как продолжительность 9 192 631 770 колебаний излучения, соответствующего резонансной частоте перехода между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133, принята за единицу измерения времени в системе СИ. Международная шкала атомного времени (*TА1*) основана на постоянной секунде СИ, реализованной на уровне моря. Эта шкала сохраняется непрерывной с января 1958 г. Для улучшения однородности и уменьшения риска нарушения непрерывности шкала *TА1* образуется как взвешенное среднее из местных независимых шкал. В 1974 г., например, шкала *TА1* выводилась *ВІН* на основе показаний 59 атомных часов. Точность шкалы *TА1* составляет  $10^{-12}$  с на уровне моря, стабильность —  $10^{-13}$ . В настоящее время ясно, что равномерность шкалы *TА1* достаточно высока для детального изучения изменений суточного вращения Земли с характерным временем по крайней мере сутки. Недостаточно точно пока определяется всемирное время *UT1* по тем причинам, о которых говорилось выше.

Основой для изучения неравномерности вращения Земли до середины XX в. служили исключительно данные астрономических наблюдений движения Солнца, Луны и планет. Согласно ньютоновским законам небесной механики, средняя долгота небесного тела может быть вычислена в функции времени, которое в качестве независимого переменного входит в уравнения движения и называется эфемеридным временем (*ЕТ*). Табулированные, согласно ньютоновской механике, положения Солнца, Луны и планет называются эфемеридами. Луна имеет наибольшее движение в эк-

липтической долготы ( $0''$ , 55/с) и поэтому является самым удобным объектом для определения эфемеридного времени. Основная единица эфемеридного времени — секунда, которая по определению 1958 г. равна  $1/31\,556\,925,9477$  тропического года для эпохи 1900 январь  $0^h 12^m$ . До настоящего момента не решен окончательно вопрос о соотношении атомной и эфемеридной единиц времени. Проверка продолжительности атомной секунды как функции эфемеридной была предпринята в ряде работ (например, [132, 172]), но результаты пока неоднозначны.

Степень равномерности шкалы  $ET$  зависит от правильности теории движения небесных тел. Характер старых астрономических данных таков, что наиболее надежными представляются наблюдения Луны, эклиптическая долгота которой определялась методом покрытия нескольких ярких звезд, не обладающих заметным средним движением. Средняя долгота Луны  $L_{\zeta}$ , согласно ньютоновским законам движения под действием гравитационных сил, описывается выражением

$$L_{\zeta} = c + n_{\zeta}\tau + \frac{1}{2} \dot{n}_{\zeta}\tau^2, \quad (1.1)$$

где  $c = \text{const}$ ;  $n_{\zeta}$  — среднее движение Луны в некоторую начальную эпоху:  $\tau$  — время в эфемеридной шкале. Ускорение  $\dot{n}_{\zeta}$  в средней долготы  $L_{\zeta}$  определяется в этой шкале времени. Рассчитанные по формуле (1.1) теоретические долготы Луны могут быть сопоставлены с наблюдаемыми значениями  $L_{\zeta}$ . Из-за неравномерности суточного вращения Земли такие сопоставления обнаруживают невязки по долготы, которые могут быть пересчитаны в невязки по времени [51]

$$\Delta T = ET - UT1. \quad (1.2)$$

От невязок по времени легко перейти к изменениям длительности земных суток

$$\delta P = \frac{d(\Delta T)}{dt}. \quad (1.3)$$

Значения  $\delta P$  рассматриваются как характеристики изменений скорости суточного вращения Земли. Кроме того, неравномерность суточного вращения Земли часто характеризуется величиной относительного измене-



ния угловой скорости вращения  $\delta\Omega/\Omega_0$ , где  $\Omega_0 = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1} = 2\pi/P_0$ ,  $P_0 = 86400 \text{ с}$  — продолжительность средних солнечных суток в начале 1900 г. Нетрудно заметить, что с точностью до членов второго порядка малости

$$\delta P = - \frac{2\pi}{\Omega_0} \cdot \frac{\delta\Omega}{\Omega_0};$$

## § 1.2. ВЕКОВОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СУТОК

Искажение фигуры Земли под действием гравитационных полей Луны и Солнца, проявляющееся как приливы на земной поверхности, сопровождается диссипацией значительной энергии (порядка  $10^{12}$  Дж/с или больше) преимущественно в мелких морях. Как следствие этой приливной диссипации возникает момент сил, тормозящий вращение Земли, а Луна приобретает замедленное движение по орбите. Приливообразующая сила определяется как векторная разность действительной и центральной сил притяжения между Землей и Луной, а также между Землей и Солнцем.

Разделить в наблюдаемых невязках в долготе Луны эффекты замедления земного суточного вращения и орбитального ускорения Луны на основе теоретических расчетов очень трудно из-за многих факторов, связанных с физическими свойствами нашей планеты [51]. Поэтому приливное орбитальное ускорение Луны вычисляют на основе астрономических наблюдений.

Такое вычисление впервые выполнил Г. Спенсер Джонс [161], используя астрономические наблюдения долгот Солнца, Меркурия и Луны за 1700—1930 гг. Он предположил, что для Меркурия вековое орбитальное ускорение зависит только от масс планет. Сопоставление невязок  $\Delta T$ , вычисленных по наблюдениям Солнца, Меркурия и Луны, позволило Г. Спенсеру Джонсу сделать заключение, что вековое ускорение среднего движения Луны по долготе равно  $-(22 \pm 1)''/\text{столетие}^2$ . Этот результат в течение долгого времени использовался для расчета эфемерид Луны. В последние годы появилось несколько новых исследований по этому вопросу. Ван Фландерн [172], используя около 6000 наблюдений долготы Луны за 1955,5—1969,0 гг.,

получил значение  $\dot{n}_\zeta = -(52 \pm 16)''/\text{столетие}^2$ . К. Остервинтер и К. Кохен [136], обработав меридианные наблюдения Солнца, Луны и планет за 1912—1968 гг., определили значение  $\dot{n}_\zeta = -(38 \pm 8)''/\text{столетие}^2$ . Л. Моррисон [132] из анализа около 40 000 наблюдений долготы Луны за период 1955,5—1972,0 нашел, что  $\dot{n}_\zeta = -(42 \pm 6)''/\text{столетие}^2$ . Расхождение полученного результата с данными Спенсера Джонса Моррисон объяснил тем, что ранее не учитывалось дополнительное ускорение среднего движения Меркурия.

Следует заметить, что в отличие от Спенсера Джонса, который обработал данные наблюдений более чем за 200 лет, последующие исследователи рассматривали сравнительно короткие временные ряды, хотя точность использованных ими данных несомненно высока. Необходимо упомянуть также работу, в которой приливное ускорение Луны определялось неастрономическим методом. К. Ламбек [115] вычислил вековое орбитальное ускорение Луны исходя из модели океанических приливов и получил значение  $\dot{n}_\zeta = -(36 \pm 4)''/\text{столетие}^2$ , т. е. близкое к тем, которые были определены из астрономических данных.

Все эти последние результаты свидетельствуют о том, что значение  $\dot{n}_\zeta$ , полученное впервые в [161], существенно занижено, но недавнее исследование астрономических данных о движении Меркурия [133] практически подтвердило вывод Спенсера Джонса. Из формулы (1.3) следует, что если принимать различные значения приливного ускорения орбитального движения Луны, то необходимо будут получаться разные линейные по времени приливные замедления во вращении Земли. Например, если принять  $\dot{n}_\zeta = -22''/\text{столетие}^2$ , то скорость изменения длительности суток  $\delta P$  за 300 последних лет вследствие приливообразующих сил составит 0,5 мс/столетие, а если считать, что  $\dot{n}_\zeta = -42''/\text{столетие}^2$ , то приливное изменение  $\delta P$  также за 300 лет окажется равным 1,5 мс/столетие [132]. По результатам анализа древних затмений получается, что приливное изменение длительности суток составляет примерно 2 мс/столетие [51]. За геологические интервалы времени на изменение длительности земных

суток могли влиять глобальные геофизические процессы, в результате которых изменялся момент инерции Земли [142]. Несомненный интерес в этом плане представляют исследования вариаций скорости суточного вращения Земли и эволюции системы Земля—Луна в историческом и геологическом прошлом неастрономическими методами [101].

Некоторую информацию о приливном изменении длительности земных суток можно получить из анализа древних астрономических наблюдений затмений Солнца и Луны, моментов равноденствий и солнцестояний, соединений Солнца и планет с Луной. Первые систематические результаты в этом плане получены Дж. Фотерингэмом и В. де Ситтером [51], а в последние годы этим вопросом занимался Р. Ньютон [135]. Анализ древних наблюдений солнечных и лунных затмений позволил Ньютону сделать вывод о том, что приливное трение, замедляющее вращение Земли, около 1000 лет назад было примерно в 2 раза больше современного, а также, что основная часть приливных сил порождается в шельфах Северного Ледовитого океана.

Не исключено, что режим суточного вращения Земли меняется также вследствие электромагнитного сцепления между ядром и оболочкой. Это показал Т. Юкутаке [176, 180], основываясь на том, что, согласно археомагнитным данным, геомагнитный дипольный момент изменяется с периодом около  $10^4$  лет и с амплитудой порядка 50% от современного значения [22], а также на предположении, что электропроводность нижней части оболочки достаточно высока.

Согласно существующим в настоящее время космологическим гипотезам, имеет место изменение гравитационной постоянной  $G$ , связанное с расширением Вселенной. Следствием такого изменения  $G$ , выражаемого обычно в теории величиной  $\dot{G}/G$ , необходимо является расширение или сжатие (в зависимости от знака  $\dot{G}/G$ ) Земли и соответственно изменение ее момента инерции, что сопровождается ускорением или замедлением суточного вращения. В большинстве гипотез предполагается уменьшение  $G$  (например,  $\dot{G}/G = -2 \times 10^{-11} \text{ год}^{-1}$  [109] или  $\dot{G}/G = -1 \cdot 10^{-10} \text{ год}^{-1}$  [83]).



Это соответствует увеличению радиуса Земли за время ее существования на 180 км при  $\dot{G}/G = -2 \cdot 10^{-11}$  год<sup>-1</sup> или на 500 км при  $\dot{G}/G = -1 \cdot 10^{-10}$  год<sup>-1</sup> и вековому возрастанию длительности земных суток. Экспериментально найденное значение  $\dot{G}/G$  равно  $4 \cdot 10^{-10}$  год<sup>-1</sup> [155].

Таким образом, изложенные результаты не позволяют однозначно ответить на вопрос о величине и характере векового изменения длительности суток даже за период систематических астрономических наблюдений. Связано это, как видно, не с отсутствием обоснованных гипотез, а с недостатком и малой надежностью экспериментальных данных. В первую очередь это касается данных об изменении длительности земных суток в далеком прошлом. Можно надеяться, что недостаток астрономических данных будет со временем компенсирован результатами исследований изменений длительности земных суток по палеонтологическим данным [141]. Пока что имеется только довольно приблизительная картина изменения числа дней в году (в месяце) в геологическом прошлом.

Большие надежды в вопросе количественного изучения векового изменения скорости суточного вращения Земли возлагают на новые, нетрадиционные методы исследований. Например, уже в настоящее время анализ возмущений в движении искусственных спутников Земли позволяет оценить величину приливных сил, тормозящих вращение Земли вокруг своей оси. Предполагают, что этот метод в будущем может стать основным и наиболее точным для вычисления приливного замедления суточного вращения Земли [134].

### **§ 1.3. ИЗМЕНЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СУТОК ОТ ГОДА К ГОДУ**

Данные астрономических наблюдений позволяют с разной степенью подробности проследить изменения длительности земных суток от года к году, начиная со второй половины XVII в. [132]. В табл. 1 приведены среднегодовые значения  $\delta P$  с 1664 по 1974 г. Значения

Т а б л и ц а 1

Среднегодовые изменения длительности суток  $\delta P$ , в единицах  $10^{-5}$  с (на середину года)

Год	$\delta P$	Год	$\delta P$	Год	$\delta P$
1	2	3	4	5	6
1664	—1922	1708	88	1752	98
1665	107	1709	—257	1753	—115
1666	107	1710	578	1754	—413
1667	107	1711	578	1755	—537
1668	107	1712	—591	1756	—498
1669	107	1713	—1081	1757	597
1670	109	1714	—531	1758	909
1671	1900	1715	137	1759	126
1672	356	1716	—249	1760	126
1673	—1358	1717	652	1761	126
1674	—27	1718	—11	1762	126
1675	—315	1719	422	1763	126
1676	—317	1720	1213	1764	14
1677	—320	1721	11	1765	107
1678	—233	1722	11	1766	000
1679	—137	1723	11	1767	—235
1680	—438	1724	11	1768	282
1681	—745	1725	11	1769	164
1682	307	1726	14	1770	—145
1683	1454	1727	—263	1771	19
1684	—159	1728	—539	1772	—109
1685	—1007	1729	—279	1773	77
1686	—19	1730	—16	1774	197
1687	112	1731	—16	1775	219
1688	112	1732	—16	1776	98
1689	112	1733	107	1777	—123
1690	112	1734	230	1778	—315
1691	112	1735	233	1779	—265
1692	112	1736	—235	1780	—49
1693	112	1737	—386	1781	—49
1694	112	1738	—5	1782	—49
1695	112	1739	55	1783	389
1696	112	1740	49	1784	405
1697	112	1741	49	1785	41
1698	118	1742	49	1786	—77
1699	148	1743	49	1787	—233
1700	172	1744	49	1788	—213
1701	—66	1745	49	1789	—192
1702	—268	1746	222	1790	41
1703	—298	1747	249	1791	175
1704	—298	1748	101	1792	—252
1705	219	1749	101	1793	—167
1706	430	1750	101	1794	383
1707	107	1751	101	1795	577

Продолжение табл. 1

1	2	3	4	5	6
1796	—38	1844	—60	1892	8
1797	—19	1845	164	1893	74
1798	140	1846	87	1894	128
1799	—547	1847	—19	1895	107
1800	—161	1848	—71	1896	—22
1801	—101	1849	44	1897	139
1802	—597	1850	197	1898	282
1803	301	1851	—11	1899	268
1804	430	1852	38	1900	295
1805	—276	1853	66	1901	454
1806	—123	1854	90	1902	323
1807	227	1855	96	1903	326
1808	331	1856	—131	1904	323
1809	—93	1857	—27	1905	386
1810	—57	1858	60	1906	380
1811	—101	1859	—35	1907	353
1812	30	1860	79	1908	372
1813	—25	1861	159	1909	449
1814	389	1862	000	1910	482
1815	750	1863	—109	1911	271
1816	—630	1864	—175	1912	315
1817	—506	1865	—38	1913	424
1818	594	1866	—68	1914	191
1819	—345	1867	—180	1915	263
1820	—364	1868	—142	1916	438
1821	194	1869	—301	1917	118
1822	—27	1870	—446	1918	74
1823	—197	1871	—295	1919	268
1824	—82	1872	—320	1920	200
1825	252	1873	—410	1921	197
1826	19	1874	—216	1922	101
1827	—104	1875	—82	1923	74
1828	—208	1876	—38	1924	126
1829	—246	1877	—35	1925	79
1830	—44	1878	—24	1926	33
1831	—123	1879	—57	1927	—33
1832	227	1880	—109	1928	000
1833	—63	1881	44	1929	68
1834	—290	1882	—167	1930	49
1835	68	1883	—19	1931	60
1836	11	1884	171	1932	16
1837	35	1885	77	1933	8
1838	—14	1886	96	1934	27
1839	5	1887	—71	1935	—22
1840	55	1888	—98	1936	—5
1841	55	1889	131	1937	63
1842	109	1890	—5	1938	30
1843	—87	1891	—145	1939	30



1	2	3	4	5	6
1940	164	1952	178	1964	194
1941	107	1953	109	1965	219
1942	101	1954	44	1966	238
1943	170	1955	66	1967	241
1944	90	1956	96	1968	252
1945	93	1957	128	1969	276
1946	181	1958	134	1970	271
1947	170	1959	128	1971	290
1948	148	1960	123	1972	312
1949	178	1961	118	1973	298
1950	123	1962	128	1974	276
1951	120	1963	159		

$\delta P$  для каждого  $i$ -го года получены согласно (1.3) по формуле

$$\delta P_i = \frac{\Delta T_{i+1} - \Delta T_{i-1}}{2 \cdot 0,36525},$$

где  $\Delta T_i$  определены в секундах согласно (1.2). Ряд  $\Delta T$  получен Л. Моррисоном [132]: для 1663—1860 гг. он использовал результаты К. Мартина [128], для 1861—1949 гг. взял значения  $\Delta T$  из известной работы Д. Брауэра [84]. В основе этих данных лежат наблюдения покрытий звезд лунным диском. Эфемериды Луны рассчитывались с использованием орбитального ускорения, полученного Спенсером Джонсом. Интервал с 1950 по 1975 г. заполнен самим Л. Моррисоном на основе астрономических наблюдений и данных *ВИН*. На рис. 1.1 значения  $\delta P$  показаны точками с 1750 г.

Необходимо отметить, что среднегодовые значения  $\Delta T$  с 1663 по 1752 г. определены только для 40 из 89 лет. Значения  $\Delta T$  для пропущенных лет найдены линейной интерполяцией. Этим объясняется наличие в ряде  $\delta P$  повторяющихся значений в 1665—1669, 1687—1697, 1702—1704, 1721—1725, 1730—1732, 1740—1745 и 1748—1751 гг. По этой же причине ряд  $\delta P$  примерно до середины XVIII в. представляется не вполне надежным. С 1753 г.  $\Delta T$  не определены для 1755—1756, 1759—1763, 1780—1782 и 1806 и 1815 гг. Для этих лет значения  $\Delta T$  также были найдены линейной интерполяцией.

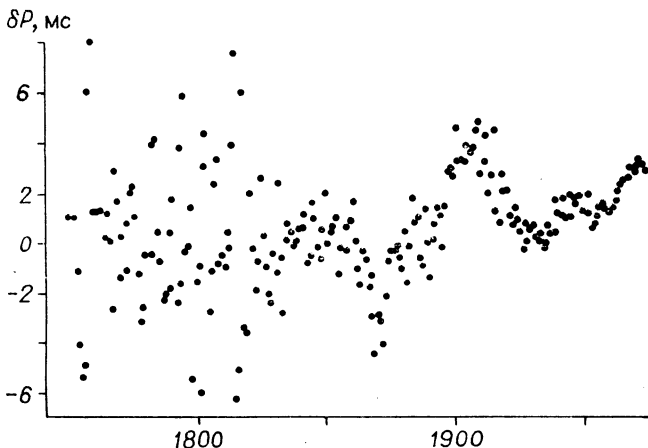


Рис. 1.1. Изменения длительности земных суток от года к году.

Видно, что после 1752 г. максимальное число лет, для которых  $\Delta T$  не определены подряд, равно всего пяти. В дальнейшем будут рассмотрены изменения  $\delta P$ , сглаженные таким образом, что вероятные ошибки, возникшие в результате интерполяции  $\Delta T$ , после 1752 г. окажутся практически несущественными.

Обращает на себя внимание значительный разброс значений  $\delta P$  от года к году в XVIII и XIX вв., в то время как в XX в., особенно с 1955 г., разброс данных невелик. Последнее, очевидно, — результат улучшения надежности экспериментальной методики, в первую очередь повышения точности определения времени. Качественный скачок в точности измерений неравномерности суточного вращения Земли произошел в 1955 г., когда была введена атомная шкала времени  $T_{A1}$ .

Можно считать, что экспериментальные ошибки в определениях  $\delta P$  носят некоррелированный, стохастический характер. Тогда они, как и всякий шум, могут быть отфильтрованы простым линейным преобразованием исходного ряда  $\delta P$ .

Преобразованием такого типа является, например, сглаживание исходного ряда последовательно  $\tau$ -летними,  $\psi$ -летними и т. п. скользящими средними. Под термином «сглаживание  $\tau$ -летними скользящими средними»

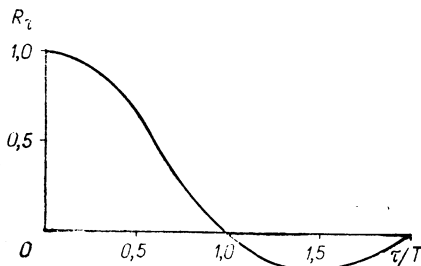


Рис. 1.2. Частотная характеристика преобразования (1.4).

ми» здесь и далее понимается процедура усреднения членов некоторого ряда  $x(i)$  за пробный период  $\tau = n + 1$  ( $n$  — четное), в результате чего образуется ряд

$$x_{\tau}(j) = \frac{1}{n+1} \sum_{i=j-n/2}^{j+n/2} x(i). \quad (1.4)$$

Частотная характеристика линейного преобразования (1.4) для достаточно большого набора  $x(i)$  имеет вид [63]

$$R_{\tau}(T) = \frac{T}{\pi\tau} \sin \frac{\pi\tau}{T}. \quad (1.5)$$

На рис. 1.2 показана зависимость коэффициента ослабления  $R_{\tau}$  амплитуды гармонической компоненты с периодом  $T$  от отношения  $\tau/T$ . Видно, что линейное преобразование (1.4) достаточно эффективно подавляет в исходном процессе все гармоники с периодом  $T \leq \tau$ .

Полученный ряд  $x_{\tau}(j)$  можно далее сгладить  $\psi$ -летними скользящими средними ( $\psi = m + 1$ ,  $m$  — четное), в результате чего образуется ряд

$$x_{\tau,\psi}(l) = \frac{1}{m+1} \sum_{j=l-m/2}^{l+m/2} x_{\tau}(j).$$

Коэффициент ослабления гармонической компоненты с периодом  $T$  в этом случае определяется как произведение  $R_{\tau}(T) \cdot R_{\psi}(T)$ .

Таким образом, линейное преобразование (1.4) позволяет выделить из рассматриваемого процесса низко-

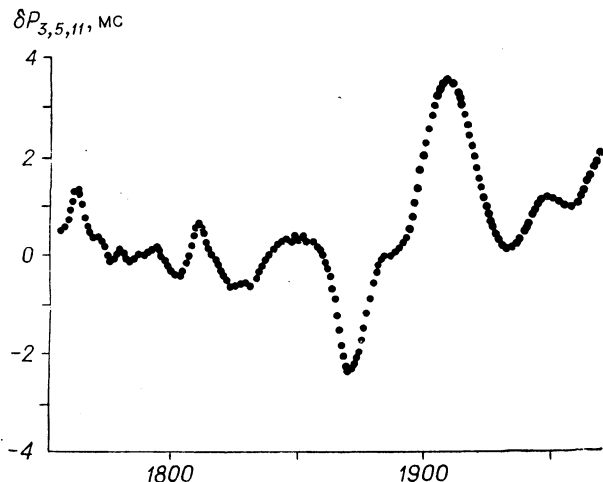


Рис. 1.3. Изменения длительности суток, сглаженные последовательно 3-, 5-, и 11-летними скользящими средними.

частотную часть спектра. Путем использования процедуры усреднения процесса за пробный период и алгебраических операций с исходным и сглаженным рядами можно построить полосовой фильтр, выделяющий из исходного процесса гармоники в конкретной полосе частот.

Сглаженные последовательно 3-, 5- и 11-летними скользящими средними значения  $\delta P$  (далее обозначены как  $\delta P_{3,5,11}$ ) представлены на рис. 1.3. Первые два периода сглаживания (3 и 5 лет) подавляют случайную компоненту в  $\delta P$  [72], а сглаживание периодом в 11 лет использовано из соображений, о которых речь пойдет далее.

Из рис. 1.1 и 1.3 видно, что изменения  $\delta P$  от года к году характеризуются, во-первых, трендом, который наиболее заметен с начала XIX в., во-вторых, относительно большими колебаниями с характерным временем от единиц до десятков лет. Эти колебания, обычно называемые в литературе «нерегулярными», будут в дальнейшем в центре нашего внимания.



Тренд, или вековое изменение длительности земных суток с характерным временем больше  $10^2$  лет, согласно изложенному в предыдущем параграфе, можно объяснить рядом причин, главными из которых являются, по-видимому, приливообразующие силы. Нетрудно заметить, что при использовании значения приливного орбитального ускорения Луны, определенного Спенсером Джонсом, тренд, который, вероятно, соответствует вековому изменению длительности суток, в последние 220 лет оказывается нелинейным. Нерегулярные изменения длительности суток можно получить после исключения этого тренда из исходного ряда  $\delta P$ .

Дальше будет показано, что в так называемых нерегулярных изменениях  $\delta P$  присутствует гармоническая компонента, после исключения которой остаются действительно нерегулярные изменения длительности суток. Поэтому назовем остаток после вычитания из изменений  $\delta P$  векового члена, представленного, скажем, квадратичной функцией времени, «неприливыми вариациями» длительности земных суток.

Неприливные изменения длительности суток в разные периоды были неодинаковыми. Наиболее быстро скорость суточного вращения Земли изменялась с середины XIX в. (см. рис. 1.3). Вблизи 1900 г. изменения  $\delta P_{3,5,11}$  даже превышали 0,3 мс/год. Характерным значением неприливых изменений  $\delta P$  будем считать 0,1 мс/год, что следует, в частности, из анализа вариаций  $\delta P$  с 1955 г., т. е. с того времени, когда длительность суток стала определяться с большой степенью надежности. Нетрудно заметить, что характерное значение неприливых вариаций  $\delta P$  почти на порядок превосходит максимальную допускаемую величину изменения длительности суток вследствие приливообразующих сил (около 2 мс/столетие по древним астрономическим наблюдениям). Следует также отметить, что как результат различия единиц времени атомной и эфемеридной шкал вблизи 1955 г. в изменениях  $\delta P$  имеет место скачок, не связанный с изменением режима суточного вращения Земли. При анализе изменений  $\delta P_{3,5,11}$  более чем в 200-летнем интервале эта особенность оказывается несущественной, но при обсуждении изменений  $\delta P$  за последние 20—30 лет, как будет показано далее, пренебрегать ею нельзя.

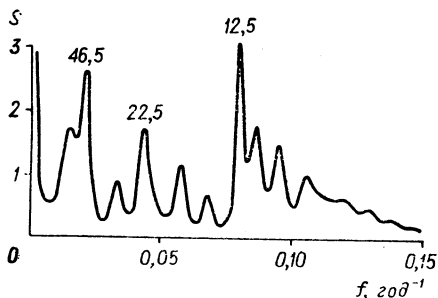


Рис. 1.4. Спектр изменений  $\delta P_{3,5}$  с 1667 по 1971 г. (Здесь и далее на аналогичных рисунках над основными пиками указан период в годах (иногда в месяцах), соответствующий той частоте, на которой локализован пик).

Спектральный анализ всех рассмотренных в настоящей работе временных рядов выполнен с использованием метода максимальной энтропии (см. Приложение). На рис. 1.4 представлена спектральная плотность  $S$  как функция частоты  $f$ , характеризующая изменения  $\delta P_{3,5}$  в 1667—1971 гг. Сглаживание исходных значений  $\delta P$  из табл. 1 последовательно 3- и 5-летними скользящими средними использовано для исключения случайных высокочастотных колебаний [72]. Видно, что изменения  $\delta P_{3,5}$  более чем в 300-летнем интервале характеризуются наличием трех основных гармоник, дающих примерно равный вклад в спектр мощности, — с периодами около 12,5; 22,5; 46,5 лет. Наибольшее значение  $S$  принимает при  $f = 0$  (на рис. 1.4 не показано), поскольку тренд из  $\delta P$  не исключался. Изменения  $S(f)$  на частотах выше 0,15 года<sup>-1</sup> не показаны, так как они незначительны по амплитуде.

Выше отмечено, что до середины XVIII в. ряд  $\delta P$  ненадежен из-за многочисленных пропусков в определениях  $\Delta T$ . На рис. 1.5 показан спектр изменений  $\delta P$  с 1750 по 1974 г. Исходные данные табл. 1 не сглаживались, но во избежание аномально высоких значений  $S$  на частотах, близких к нулю, из изменений  $\delta P$  исключен линейный тренд в рассматриваемом интервале. Видно, что хотя пики, соответствующие перио-

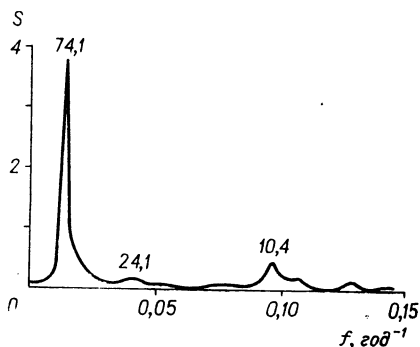


Рис. 1.5. Спектр изменений  $\delta P$  с 1750 по 1974 г. Линейный тренд исключен.

дам около 10 и 20 лет, сохранились, их мощность стала значительно меньше по сравнению с мощностью пика, соответствующего низкочастотной компоненте, период которой, в свою очередь, увеличился до 74,1 года. Этот результат качественно вытекает из рис. 1.3.

#### § 1.4. СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ СКОРОСТИ СУТОЧНОГО ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

К середине нашего столетия точность измерения времени была уже столь высока, что удалось обнаружить особенности в суточном вращении Земли с характерным временем меньше года. Бесспорное доказательство существования сезонных вариаций в изменениях длительности суток получено с введением с 1955 г. атомной шкалы времени, шкалы настолько равномерной, что сравнение с ней всемирного времени позволило надежно выявить изменения  $\delta P$  от месяца к месяцу. Более того, в настоящее время *ВИН* в своих бюллетенях публикует данные, позволяющие вычислить средние за 5 суток значения  $\delta P$ , а Междудементственная комиссия Единой службы времени при Государственном комитете стандартов при Совете Министров СССР издает бюллетень «Всемирное время» (под редакцией канд. техн. наук Д. Ю. Белоцерковского), по которому можно вычислить  $\delta P$  на каждые сутки.

Таблица 2

Среднемесячные изменения длительности суток  $\delta P$ , в единицах  $10^{-5}$  с (на начало месяца)

Год	Месяцы											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1955	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	88
1956	70	103	112	101	112	74	35	35	58	90	131	137
1957	135	119	158	140	162	141	92	82	94	148	161	176
1958	162	168	170	192	155	133	76	53	89	131	157	152
1959	158	157	160	143	136	108	73	61	95	144	178	157
1960	145	144	146	169	138	107	57	46	82	122	150	145
1961	126	126	148	139	123	104	52	65	91	104	122	139
1962	140	130	153	143	166	126	62	69	86	142	172	171
1963	131	107	129	178	174	159	97	87	128	187	218	210
1964	220	207	212	211	220	192	121	110	150	208	235	236
1965	210	220	235	258	243	215	169	160	185	241	265	246
1966	234	250	249	275	279	234	173	179	227	265	283	264
1967	239	239	260	274	284	226	174	172	198	231	270	263
1968	252	262	266	270	264	245	188	202	237	260	269	277
1969	249	260	303	308	302	263	209	196	239	287	291	289
1970	292	287	315	319	308	275	214	188	217	275	304	292
1971	263	256	271	322	322	292	238	241	265	316	361	326
1972	286	329	338	352	348	319	260	258	265	324	323	332
1973	318	322	339	355	338	305	246	244	270	306	328	319
1974	268	289	297	300	331	275	208	207	236	—	—	—

В табл. 2 приведены среднемесячные значения  $\delta P$  по Н. С. Сидоренкову [64—67]. Изменения  $\delta P$  с января 1970 г. по январь 1974 г. показаны на рис. 1. 6, где хорошо виден сезонный ход изменений длительности суток. Скорость суточного вращения Земли максимальна в начале августа, минимальна — в апреле и ноябре. Разница в длительности суток летом и зимой превышает в некоторые годы 1 мс. Сезонные изменения  $\delta P$  часто аппроксимируют суммой двух гармонических компонент, периоды которых составляют 1 год и 6 месяцев. Анализ изменений  $\delta P$  от месяца к месяцу показывает, что амплитуды и фазы сезонных волн меняются от года к году [46, 119, 139]. Имеется ряд аналитических представлений сезонных вариаций, на основании которых можно построить шкалу всемирного времени  $UT_2$ , исправленную за сезонные изменения длительности суток. Надо думать, что такая шкала имеет чисто формальный



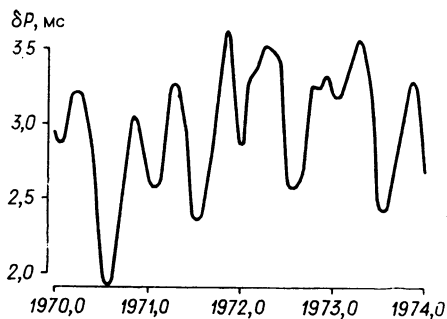


Рис. 1.6. Изменения длительности суток от месяца к месяцу в 1970—1973 гг.

смысл и не может быть использована для физических интерпретаций особенностей суточного вращения Земли из-за изменчивости параметров сезонных колебаний.

Проблема происхождения сезонных вариаций длительности суток сформулирована в работе [51], где отмечены две наиболее вероятные причины — сезонные изменения скоростей потоков воздушных масс атмосферы и приливные возмущения в теле Земли. Как показывают расчеты, земные приливы обеспечивают почти половину наблюдаемой полугодовой вариации в  $\delta P$  и дают относительно малый вклад в годовую вариацию. Другие причины (вариации растительного покрова, изменения количества грунтовых вод и пр.) оказывают несущественное влияние на годовой режим вращения Земли [51].

П. Н. Кропоткин [48] проанализировал ряд результатов, которые при определенных допущениях могут свидетельствовать в пользу зависимости сезонных вариаций в  $\delta P$  от изменений гравитационной постоянной  $G$  согласно гипотезе Р. Дике [91]. В частности, обращается внимание на то, что частота землетрясений имеет годовую цикличность с максимумом в середине года, когда скорость вращения Земли наибольшая [131]. Этот факт интерпретирован таким образом, что землетрясения сопутствуют радиальным деформациям Земли, возникающим из-за сезонных изменений  $G$ . Эти изменения  $G$ , по Дике, обусловлены тем, что скорость дви-

жения Земли по орбите по отношению к удаленной материи изменяется в течение года. В середине года направление движения Земли совпадает с проекцией направления движения Солнца в Галактике и приблизительно в Метагалактике, и суммарный вектор скорости Земли достигает наибольшей величины. Согласно [91], в этом случае имеет место увеличение гравитационной постоянной, в результате чего сокращается радиус Земли, уменьшается момент ее инерции, а скорость суточного вращения увеличивается. По Дике, относительные изменения  $G$  при движении Земли по орбите должны достигать значения  $4 \cdot 10^{-8} \text{ год}^{-1}$ , что по оценкам вполне достаточно, чтобы обеспечить наблюдаемые сезонные вариации длительности суток вследствие изменения момента инерции Земли. Выше уже отмечено, что найденная экспериментально величина  $\dot{G}/G$  составляет всего  $4 \cdot 10^{-10} \text{ год}^{-1}$  [155], а это ставит под сомнение гипотезу Дике.

Уравнение вращения Земли вокруг своей оси можно записать в виде [51]

$$m_z = \Psi_z, \quad (1.6)$$

где  $m_z = -\delta P/P_0 = \delta\Omega/\Omega_0$ ,  $P_0 = 86\,400 \text{ с}$ ,  $\Omega = \Omega_0(1 + m_z)$  — мгновенная угловая скорость вращения;  $\Psi_z$  — возбуждающая функция. В системе координат, в которой ось  $z$  совпадает с осью вращения, а ось  $x$  лежит в плоскости гринвичского меридиана, возбуждающая функция имеет вид

$$\Psi_z = \frac{1}{I\Omega_0} \left[ -\Omega_0^2 \Delta I - \Omega_0 h_z + \Omega_0 \int_0^t M_z d\tau \right], \quad (1.7)$$

где  $M_z$  — проекция момента внешних сил на ось  $z$ ;  $I$  — средний, а  $I + \Delta I$  — мгновенный момент инерции Земли относительно оси  $z$ ;  $h_z$  — проекция относительного вращательного импульса на ось  $z$ , равная

$$h_z = \int_V \rho (x\dot{y} - y\dot{x}) dV = h_z(t). \quad (1.8)$$

Здесь  $\rho = \rho(x, y)$  — плотность вещества в точке с координатами  $x, y$ .

Влияние атмосферной циркуляции на изменение скорости земного вращения можно описать двумя методами [69] — методом баланса вращательных импульсов и методом момента сил механического воздействия атмосферы на оболочку. У. Манк и Г. Макдональд [51] показали формальную эквивалентность этих методов, заметив также, что первый из них более точен при вычислении эффекта ветров.

Метод баланса вращательных импульсов основывается на предположении о замкнутости системы оболочка—атмосфера, т. е.

$$I\Omega + K_a = \text{const}, \quad (1.9)$$

где  $K_a$  — абсолютный вращательный импульс атмосферы. Из (1.9) следует, что

$$\frac{\delta\Omega}{\Omega_0} = - \frac{1}{I\Omega_0} \delta K_a. \quad (1.10)$$

Изменения  $\delta K_a$  абсолютного вращательного импульса атмосферы определяются главным образом изменениями относительного импульса  $h_z$  согласно (1.8), где интегрирование необходимо производить по объему атмосферы  $V_a$ . Следовательно, в сферических координатах выражение для возбуждающей функции имеет вид

$$\Psi_z = - \frac{1}{I\Omega_0} \int_{V_a} \rho r^3 \cos^2 \theta \cdot v_\varphi dr d\theta d\varphi,$$

где  $\rho = \rho(r, \theta, \varphi)$  — плотность воздуха;  $v_\varphi = v_\varphi(r, \theta, \varphi)$  — скорость зонального ветра. Данные о зональном ветре обычно уже усреднены по долготе, т. е. используются значения  $\bar{v}_\varphi(r, \theta)$ , а вариациями плотности по широте и долготе пренебрегают, поэтому

$$\Psi_z = - \frac{2\pi}{I\Omega_0} \int_{R_E}^{R_E+H} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \rho(r) r^3 \cos^2 \theta \cdot \bar{v}_\varphi(r, \theta) dr d\theta, \quad (1.11)$$

где  $R_E$  — радиус Земли;  $H$  — верхняя граница интегрирования по высоте. Наличие  $\cos^2 \theta$  под интегралом указывает на то, что наибольший эффект следует ожидать

от изменений зональных скоростей воздушных потоков в области низких широт. Можно заметить также, что зональная циркуляция на больших высотах несущественна, ибо плотность воздуха  $\rho$  там мала, хотя скорость ветра достигает больших значений (до 70 м/с на высоте около 60 км). Пространственное распределение плотности  $\rho$  известно обычно достаточно точно, поэтому ошибки в вычислениях  $\Psi_z$  зависят в основном от точности задания пространственного распределения скорости зонального ветра  $v_\phi$ .

Анализ подробных многолетних сводок определений скорости зонального ветра на разных широтах позволил установить [116], что зональная циркуляция атмосферы в течение года изменяется в противофазе в разных полушариях. В зимнее для северного полушария время западные ветры сильнее в северных широтах, чем в южных, а в летнее время наоборот. Поскольку большая часть поверхности в северном полушарии занята сушей, то зимой происходит более активный обмен вращательным импульсом между Землей и атмосферой, чем северным летом. Этим объясняется увеличение длительности суток в зимнее для северного полушария время. Следовательно, годовая вариация в скорости суточного вращения Земли вызвана тем, что из-за неравномерного распределения суши и моря изменения вращательного импульса в северном и южном полушариях не полностью скомпенсированы. Напротив, полугодовая вариация в атмосферной циркуляции симметрична относительно экватора. Поэтому полугодовой член в изменениях  $\delta P$  связан, скорее, с изменением вращательного импульса всей атмосферы, и примерно половина его амплитуды обусловлена земными приливами [119].

К. Ламбек и А. Казенаве [116], обработав многолетние данные о скорости зонального ветра в области широт от  $+40^\circ$  до  $-40^\circ$  и на высотах до 30 км, вычислили возбуждающую функцию  $\Psi_z$  и сопоставили ее с сезонными вариациями скорости суточного вращения Земли для 1957—1963 гг. Сезонные вариации получены путем исключения из изменений  $\delta\Omega/\Omega_0$  линейного и параболического трендов, а также некоторого квазипериодического члена с характерным временем около 7,5 лет. Последний аппроксимирован полиномом 5-й степени. Ре-

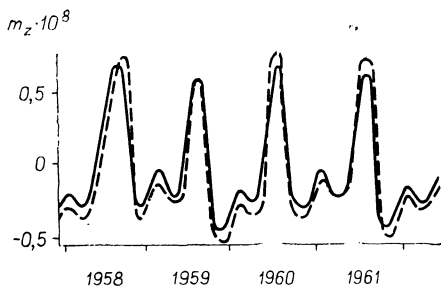


Рис. 1.7. Фактические (сплошная линия) и рассчитанные на основе модели зональных ветров (прерывистая линия) сезонные вариации скорости суточного вращения Земли ( $m_z = \delta\Omega/\Omega_0$ ).

результат сопоставления  $\Psi_z$  и  $m_z = \delta\Omega/\Omega_0$  представлен на рис. 1.7, он свидетельствует в пользу преимущественной обусловленности сезонных вариаций скорости суточного вращения Земли изменениями атмосферной циркуляции.

Если абсолютный вращательный импульс атмосферы меняется не только из-за механического взаимодействия с оболочкой, но и вследствие других причин, т. е. когда система атмосфера — оболочка незамкнута, уравнение (1.9) недействительно. Вместо (1.9) необходимо записать [69]

$$\frac{d}{dt} (I\Omega + K_a) = x(t) \neq 0.$$

Следовательно,

$$\frac{\delta\Omega}{\Omega_0} = -\frac{1}{I\Omega_0} \delta K_a + \frac{1}{I\Omega_0} \int_{t_1}^{t_2} x(\tau) d\tau. \quad (1.12)$$

Здесь  $x(t)$  — некоторая функция, соответствующая процессу воздействия на атмосферную циркуляцию извне. Метод баланса вращательных импульсов применим лишь в интервалах времени, за которые искажающее влияние второго члена справа в (1.12) мало.

Метод момента сил позволяет учесть изменения вращательного импульса земной оболочки и в том случае,



если атмосфера и оболочка представляют незамкнутую систему. В силу того, что практически невозможно точно сформулировать задачу о механическом взаимодействии атмосферы с поверхностью Земли, этот метод способен объяснить лишь качественную картину изменений скорости суточного вращения [68]. В работе [68] показана возможность вариаций длительности суток с характерным временем больше года вследствие изменений атмосферной циркуляции. С энергетической точки зрения это вполне приемлемо, поскольку сезонные вариации в  $\delta P$  с амплитудой около 0,5 мс соответствуют скорости изменения кинетической энергии вращения Земли порядка  $10^{15}$  Дж/с, в то время как характерное изменение  $\delta P$  от года к году на 0,1 мс отвечает скорости изменения кинетической энергии вращения, равной  $1,6 \cdot 10^{13}$  Дж/с.

Возвращаясь снова к вопросу о правомерности использования соотношения (1.10) для расчета изменений  $\delta P$  в течение года, заметим, что результат, полученный в [116], не противоречит уравнению (1.12), поскольку авторы [116], заранее исключив компоненты с периодом больше года, рассмотрели только сезонные изменения длительности суток. В рамках модели зональных ветров была проанализирована лишь квазидвухлетняя периодичность в скорости суточного вращения Земли.

Нерегулярные изменения  $\delta P$  от месяца к месяцу существенно меньше сезонных [46] и частично обусловлены метеорологическими процессами [117]. Спектр нерегулярных изменений  $\delta P$  имеет довольно сложный вид, включая в себя ряд гармоник, периоды которых составляют 0,85; 0,60; 0,48; 0,33; 0,25; 0,20; 0,18 года [46], но нет полной уверенности в том, что этот спектр в большей своей части не обусловлен амплитудной модуляцией сезонных волн [47]. В спектре изменений длительности суток отчетливо проявляются также колебания с периодом около месяца и около двух недель, которые могут быть связаны с рядом причин. Считают, что главные из них — лунные приливы в твердом теле Земли, в океанах и в атмосфере [58].

## Глава 2

### ГЕОМАГНЕТИЗМ И СУТОЧНОЕ ВРАЩЕНИЕ ЗЕМЛИ

#### § 2.1. СВЯЗЬ ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ И СКОРОСТИ ЗЕМНОГО ВРАЩЕНИЯ

Со времени обнаружения неприливных изменений скорости суточного вращения Земли не было недостатка в гипотезах, объясняющих эти изменения. Многие ранние гипотезы рассмотрены в [51] и в работе Н. Н. Парийского [56], в которой, кроме того, проанализирована возможность возникновения вариаций в  $\delta P$  вследствие перераспределения плотностей или скоростей подкоровых течений внутри земной оболочки. Гипотеза об изменении момента инерции Земли обсуждалась довольно широко, но надо думать, что связанные с этим вариации длительности суток должны иметь вековой характер согласно общепринятым оценкам релаксационных времен геофизических процессов внутри твердой Земли.

Недавно Д. Андерсон [78] установил корреляционную связь изменений длительности суток с 1800 г. с амплитудой чандлеровского колебания полюса и с планетарной сейсмичностью Земли, изменения которой, впрочем, сами нуждаются в объяснениях. Имеется также попытка объяснить ряд геофизических явлений, в том числе и вариации скорости суточного вращения Земли, меняющимся в зависимости от пространственного расположения гравитационным взаимодействием планет и Солнца (так называемый «эффект Юпитера») [100]. В частности, существует предположение, что гипотетический 180 — летний цикл в интенсивности планетарной сейсмичности связан с изменениями гравитационного потенциала в солнечной системе. В [130] отмечено, правда, что выводы работы [100] не полностью соответствуют фактическим данным.

Существенное влияние на развитие представлений о природе происхождения неприливных вариаций дли-

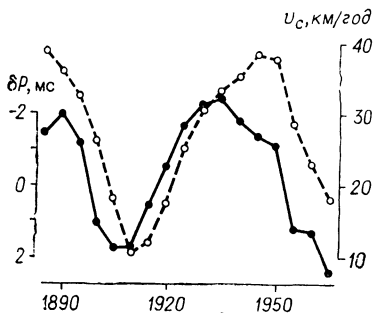


Рис. 2.1. Вариации длительности земных суток (заполненные точки) и скорости экваториального западного дрейфа эксцентричного диполя (светлые точки) [175].

тельности суток оказала гипотеза гидромагнитного динамо Земли, согласно которой геомагнитное поле генерируется вследствие движений электропроводной жидкости в земном ядре. Эта гипотеза в настоящее время всесторонне разработана математически [70, 103, 149] и, несмотря на неопределенность оценок параметров, характеризующих физическое состояние земного ядра,

и выбора источника энергии динамо, позволяет объяснить основные морфологические и временные особенности геомагнитного поля [16].

Обращение к ядру как источнику нерегулярности земного суточного вращения связано с двумя причинами. Во-первых, посредством количественных оценок последовательно убедились в том, что большинство известных геофизических явлений по разным причинам не способно обеспечить наблюдаемые изменения длительности суток от года к году [51]. Во-вторых, еще в первые годы развития гипотезы земного гидромагнитного динамо Ю. Д. Калинин высказал предположение о том, что вариации скорости суточного вращения Земли связаны с изменениями характера гидромагнитных течений в земном ядре [34], а позднее Э. Вестин привел доводы в пользу такой связи [174], нашедшие подтверждение в более поздних исследованиях.

Э. Вестин и А. Кале [175] обнаружили хорошее согласие изменений длительности земных суток  $\delta P$  и скорости западного дрейфа эксцентричного диполя  $v_c$ . На рис. 2.1, по данным работы [175], представлены изменения  $\delta P$  и скорости экваториального западного дрейфа эксцентричного диполя с 1885 по 1965 г. В работе [112] указано, что коэффициент корреляции между  $\delta P$  и  $v_c$  имеет экстремальное значение при отставании изменений  $v_c$  от  $\delta P$  примерно на 7 лет. Этот факт можно

объяснить тем, что время запаздывания электромагнитного сигнала при его прохождении от ядра к поверхности Земли через электропроводную оболочку составляет около 7 лет.

Т. Юкутаке [179] показал, что движение эксцентричного диполя в последние 150 лет почти полностью определяется западным дрейфом только одной гармоники ( $n = 2, m = 1$ ) геомагнитного потенциала. Следовательно, западный дрейф эксцентричного диполя нельзя считать причиной вариаций геомагнитного поля как целого. В свою очередь, Т. Юкутаке по данным для XX в. продемонстрировал качественное согласие между изменениями длительности суток и вариациями компоненты геомагнитного потенциала, соответствующей аксиальному диполю [180]. Еще раньше соответствие между изменениями длительности суток и вариациями элементов геомагнитного поля для различных обсерваторий установлено в работе [123].

Рассмотрим в качестве планетарной характеристики геомагнитного поля величину геомагнитного момента  $M$ , а в качестве характеристики вековых вариаций поля — производную по времени от  $M$  ( $\dot{M}$ ). Сводная таблица определений  $M$ , начиная с результатов Гаусса, приведена в [129]. Данные этой сводки использованы в работе [111], в которой изучены и сопоставлены спектры изменений  $\delta P$  и  $\dot{M}$  с 1901 по 1969 г. В [111] показано, что изменения и  $\delta P$  и  $\dot{M}$  в XX в. имеют периодичность около 66 лет.

Следует заметить, что значения  $M$ , вычисленные разными авторами, во-первых, распределены крайне неравномерно по времени, во-вторых, качественно неоднородны. Последнее связано с тем, что в значениях геомагнитного момента, найденных разными авторами, присутствуют неодинаковой величины систематические ошибки, зависящие от исходного материала, использованного для анализа (магнитные карты, данные обсерваторских измерений и т. д.). Качественная неоднородность значений  $M$  особенно сильно проявляется при вычислении  $\dot{M}$ . Поэтому представляется целесообразным для построения ряда  $\dot{M}$  использовать значения  $M$ , полученные для разных эпох одним и тем же автором.

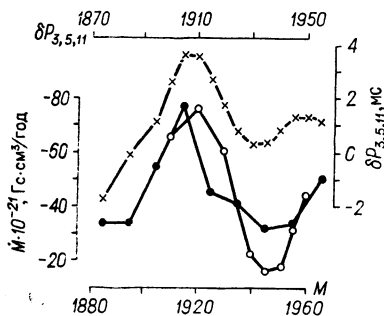


Рис. 2.2. Связь вариаций длительности суток и производной от геомагнитного момента.

Крестики — изменения длительности суток  $\delta P_{3,5,11}$ ; заливные точки — значения производной от геомагнитного момента  $\dot{M}$ , определенные по данным [60]; светлые точки — то же, по данным [124, 129]. Изменения  $\delta P_{3,5,11}$  на 10 лет опережают изменения  $\dot{M}$ .

Тогда систематические ошибки при определении  $\dot{M}$  скажутся на результате вычисления  $\dot{M}$  в меньшей степени.

На рис. 2.2 показаны два ряда значений производной от геомагнитного момента: один — по данным Э. Вестина [129] и С. Малина [124], другой — по данным А. Н. Пушкова и Т. А. Черновой [60]. Коэффициент корреляции между значениями  $\dot{M}$  и  $\delta P_{3,5,11}$  имеет экстремальное значение  $-0,98$  для первого ряда  $\dot{M}$  и  $-0,85$  для второго ряда  $\dot{M}$  при отставании изменений  $\dot{M}$  от  $\delta P_{3,5,11}$  на 10 лет.

Хотя результаты работ [112, 123, 174, 175] и сопоставление изменений  $\delta P_{3,5,11}$  и  $\dot{M}$  не отвечают на вопрос о направлении причинно-следственной связи, тем не менее распространенным является мнение, что неприливы вариации длительности суток с характерным временем более 10 лет обусловлены гидромагнитными процессами в земном ядре. Важную роль в развитии такого представления сыграли некоторые особенности теории гидромагнитного динамо, о которой пойдет речь в следующем параграфе.

## § 2.2. ГИДРОМАГНИТНОЕ ДИНАМО ЗЕМЛИ

Гипотеза о гидромагнитном динамо (ГД) Земли — последний шаг в развитии представлений о природе земного магнетизма. История этого вопроса изложена в монографии Б. М. Яновского [76]. До середины XX в.



для объяснения наличия у Земли магнитного поля предлагались различные гипотезы. Так, гипотеза Блеккета предполагала существование нового фундаментального закона природы, по которому всякое вращающееся вокруг своей оси тело обладает магнитным моментом, пропорциональным его вращательному импульсу. Факты, свидетельствующие об изменчивости геомагнитного поля во времени, в том числе обнаруженные по палеомагнитным данным неоднократные инверсии полюсов, заставили отказаться от гипотез, согласно которым геомагнитное поле обусловлено постоянным магнетизмом вещества внутри Земли.

Исследования глубинного строения Земли, в первую очередь изучение скоростей распространения сейсмических волн, позволили установить у Земли жидкое ядро с радиусом 3483 км, а также внутреннее субъядро с радиусом 1240 км, которое по отношению к распространяющимся сейсмическим волнам ведет себя подобно твердому телу. В настоящее время принимают, что средняя плотность жидкого земного ядра равна  $1,1 \cdot 10^4$  кг/м<sup>3</sup>, давление на границе ядро — оболочка  $\sim 1,3 \cdot 10^{11}$  Па, давление на границе с субъядром  $\sim 3,5 \cdot 10^{11}$  Па [33]. Температуру на границе ядро — оболочка оценивают в 3750 К, а на границе с субъядром — порядка 4250 К [107].

Вопрос о химическом составе земного ядра тесно связан с проблемой его образования в процессе эволюции Земли. Преобладают те гипотезы, которые основываются на теории О. Ю. Шмидта (образование первично однородных планет путем аккумуляции из холодных тел и частиц). При рассмотрении формирования земного ядра большинство исследователей отдает предпочтение либо гипотезе об отделении расплава железа от магнезиальных силикатов, либо модифицированной гипотезе Лодочникова — Рамзея о металлизации вещества оболочки при высоких давлениях, какие имеют место внутри Земли [25]. Однако ни одна из этих гипотез не может считаться более аргументированной, чем остальные, поэтому вопрос о химическом составе земного ядра остается пока открытым.

Предположение о том, что жидкость (или расплав) земного ядра обладает некоторой электропроводностью  $\sigma$ , является одним из важнейших в гипотезе о

ГД Земли. Из различных соображений, основанных как на экстраполяции экспериментальных данных об электропроводности расплавов железа с примесями к физическим условиям в земном ядре, так и на результатах теоретических исследований, обычно принимают  $\sigma \approx 3 \cdot 10^5 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$  [16]. Эта электропроводность с точки зрения обычных представлений весьма невелика, но в электродинамике подвижных сред важную роль играет не просто электропроводность  $\sigma$ , а произведение  $\sigma L$ , где  $L$  — характерный масштаб системы. Из-за больших размеров системы ( $L \sim 10^6 \text{ м}$ ) при значении  $\sigma = 3 \cdot 10^5 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$  жидкость земного ядра в некоторых случаях можно считать даже идеально проводящей.

Идея о том, что движения электропроводной среды способны генерировать магнитное поле, высказана Д. Лармором еще в 1919 г. по поводу происхождения магнитных полей солнечных пятен. По существу, эта идея предшествовала появлению нового раздела физики — магнитной гидродинамики, важную роль в развитии которой сыграли исследования Г. Альвена.

Первой работой, в которой для решения проблемы земного магнетизма исследовалось движение жидких масс в земном ядре, была работа В. Эльзассера [93]. В качественной форме процесс генерации магнитного поля вихревыми движениями жидкости в земном ядре рассмотрен в 1945 г. Я. И. Френкелем [71]. По весьма отдаленной аналогии с работой динамомашин процесс генерации магнитного поля движениями электропроводной жидкости получил название гидромагнитного динамо. Начальное поле, необходимое на первой стадии работы ГД, может быть весьма невелико (порядка величины межпланетного магнитного поля), и его существование обычно постулируется.

Математическая сторона проблемы земного ГД состоит в совместном решении уравнений Максвелла, взятых в нерелятивистском приближении,

$$\text{rot } E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad \text{rot } B = \mu j, \quad \text{div } B = 0; \quad (2.1)$$

закона Ома

$$j = \sigma(E + u \times B) \quad (2.2)$$

и аналога уравнения Навье — Стокса для случая вращающейся замагниченной жидкости

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \nabla) u = -\rho^{-1} \nabla p - \nabla \Phi + (\mu \rho)^{-1} \operatorname{rot} B \times B + \\ + 2\Omega \times u + \nu \nabla^2 u. \quad (2.3)$$

Здесь  $B$  — магнитное поле;  $E$  — электрическое поле;  $j$  — плотность тока;  $u$  — скорость жидкости;  $p$  — давление (включая и магнитное);  $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости среды;  $\Phi$  — гравитационный потенциал;  $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Г/м. Для земного ядра задача решается в сферическом объеме (если не учитывать внутреннее ядро, что обычно и делают) с граничными условиями, соответствующими отсутствию источников поля вне ядра [77]. После исключения из уравнений (2.1) и (2.2) электрического поля и тока получается так называемое уравнение индукции

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \operatorname{rot} (u \times B) + (\mu \sigma)^{-1} \nabla^2 B, \quad (2.4)$$

из которого следует, что в отсутствие генерирующего эффекта ( $u = 0$ ) первоначальное магнитное поле  $B_0$ , сосредоточенное в объеме с характерным линейным размером  $L$ , диссипирует за время  $\tau = \mu \sigma L^2$ . Для земного ядра  $L = 10^6$  м,  $\sigma = 3 \cdot 10^5$  (Ом·м) $^{-1}$ , тогда  $\tau \sim 10^4$  лет, что значительно меньше времени существования геомагнитного поля согласно данным палеомагнитных исследований. Динамо-процесс может возникнуть только при ненулевом индукционном члене  $\operatorname{rot} (u \times B)$  и только при достаточно большом значении магнитного числа Рейнольдса  $R_m = \mu \sigma U L$ , которое определяет отношение по порядку величины членов индукции и диффузии справа в (2.4). Здесь  $U$  — характерное значение скорости жидкости.

Зависимость от времени решения уравнения (2.4) может быть представлена, очевидно, в форме  $B = \operatorname{Re}[B_1 \exp(\beta t)]$ , где  $B_1$  — стационарное решение,  $\beta$  — комплексная постоянная. Ясно, что функционирующее динамо имеет место лишь в том случае, если  $\beta$  обладает положительной реальной частью. Если мнимая часть  $\beta$  не равна нулю, то динамо-процесс будет колебательным. В нахождении значения  $\beta$ , собственно говоря

и состоит решение проблемы динамо для реальной физической системы.

Задача о гидромагнитном динамо, как заметил С. И. Брагинский [16], относится к тому типу физических задач, для которых уже простое доказательство существования ненулевого решения является нетривиальным. По этой причине, а также из-за того, что параметры, определяющие силы в уравнении движения (2.3), известны с большой неопределенностью, а происхождение источника энергии движения жидких масс неясно вообще, до последнего времени усилия исследователей сосредоточены в основном на решении кинематической проблемы ГД. Суть такого подхода состоит в том, что поле скоростей  $u$  предполагается полностью или частично заданным, а ищется ненулевое решение для магнитного поля из уравнения индукции (2.4). В моделях ГД Земли обычно учитывают тот факт, что любой соленоидальный вектор  $Q$  можно представить в виде суммы его азимутальной (тороидальной)  $Q_\phi$  и меридиональной (полоидальной)  $Q_p$  частей, т. е.

$$Q = Q_\phi + Q_p = \text{rot}(T \cdot r) + \text{rot rot}(Pr), \quad (2.5)$$

где  $T$  и  $P$  — скалярные функции сферических координат. Представление (2.5) справедливо не только для магнитного поля  $B$ , но и для поля скоростей  $u$ , поскольку  $\text{div } u = 0$  в предположении, что жидкость ядра Земли несжимаема.

В. Эльзассер [94] первый заметил, что меридиональная конвекция в земном ядре — необходимое условие динамо-процесса и должна приводить к перераспределению вращательного импульса между внутренней и внешней частями ядра. Как следствие возникает неоднородное вращение ядра, т. е. градиент угловой скорости в направлении, перпендикулярном оси вращения. Э. Буллард и др. [85] объяснили западный дрейф центров вековых вариаций геомагнитного поля именно неоднородным вращением земного ядра, внешние слои которого, по оценкам, имеют скорость относительно оболочки порядка  $10^{-4}$  м/с. Вследствие высокой электропроводности жидкости земного ядра силовые линии магнитных полей «вморожены» в жидкость, и неоднородное вращение из первоначального меридионального

поля  $B_p$  «вытягивает» азимутальное поле  $B_\phi \sim R_m B_p$ . Экстраполяция дипольного поля к поверхности земного ядра дает  $B_p \sim 5 \cdot 10^{-4}$  Т, следовательно, при  $U \sim 10^{-4}$  м/с азимутальное поле в ядре достигает значения  $10^{-2}$  Т или даже больше. Меридиональное аксиально-симметричное поле  $B_p$  может быть регенерировано из поля  $B_\phi$  меридиональными течениями со скоростями  $u_p$ , которые не должны быть симметричны по азимуту  $\phi$ , иначе, согласно известной теореме Каулинга [42], процесс регенерации невозможен. Правда, симметричные по  $\phi$  течения способны генерировать недипольные поля [102].

Качественная идея процесса регенерации  $B_p$  из  $B_\phi$  была высказана Э. Паркером [143], а первым получил уравнения генерации в явном виде С. И. Брагинский [11] в форме

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} - \frac{1}{\mu\sigma} \nabla_1^2 B_\phi = \frac{1}{s} B_p \nabla \left( \frac{u_\phi}{s} \right); \quad (2.6a)$$

$$\frac{\partial A_\phi}{\partial t} - \frac{1}{\mu\sigma} \nabla_1^2 A_\phi = \Gamma B_\phi, \quad (2.6b)$$

где  $\nabla_1^2 = \nabla^2 - 1/s^2$ ;  $s = r \sin \theta$ ;  $B_p = \text{rot } A_\phi$ ;  $A_\phi$  — азимутальная компонента векторного потенциала. Уравнение (2.6a) описывает процесс образования азимутального поля  $B_\phi$  за счет неоднородного вращения жидкости ядра. Коэффициент генерации  $\Gamma$  в (2.6b) является функцией несимметричных по  $\phi$  скоростей  $u_p$ .

Уравнения (2.6) получены в приближении высокой электропроводности земного ядра ( $R_m \gg 1$ ), когда достаточно небольшого отклонения от аксиальной симметрии, обусловленной быстрым вращением системы вокруг своей оси, чтобы  $\Gamma \neq 0$  [12]. С помощью моделей почти симметричного динамо удастся объяснить основные временные и морфологические особенности геомагнитного поля [13].

С иных исходных позиций подошли к решению проблемы ГД М. Штеенбек, Ф. Краузе и К.-Х. Рэдлер [162], исследовавшие статистические свойства турбулентных движений электропроводной жидкости и показавшие, что при определенных условиях турбулентность способна обеспечить действие динамо. Если в

основу теории Брагинского положен метод асимптотического разложения по малому параметру  $R_m^{-1}$ , то в теории Штеенбека и других применен метод двух масштабов. Магнитное поле в ядре представляется в виде суммы некоторого среднего поля  $B$  с характерным масштабом изменения  $L$  и флуктуирующего поля  $B'$ , которое изменяется на тех же расстояниях  $\lambda$  ( $\lambda \ll L$ ), что и скорость турбулентного движения  $u'$ .

Закон Ома в этом случае имеет вид, отличный от (2.2):

$$j = \sigma(E + u \times B + \overline{u' \times B'}),$$

где  $\overline{u' \rightarrow B'}$  — средняя ЭДС, возникающая в результате действия турбулентности; со штрихами — флуктуирующие величины, без штрихов — средние. В первом приближении величина этой ЭДС определяется выражением [74]

$$\overline{u' \times B'} = -\frac{\mu\sigma\lambda^2}{18} \{(\overline{u'})^2 \operatorname{rot} B + \overline{(u' \operatorname{rot} u')} B\}, \quad (2.7)$$

где  $\lambda$  в дополнение к вышесказанному является характерным расстоянием, на котором течение сохраняет определенную однородность. Горизонтальная черта сверху обозначает усреднение по объему рассматриваемой системы (точнее, по ансамблю ячеек движений с характерным размером  $\lambda$ ). Первый член справа в (2.7) представляет собой электродвижущую силу, пропорциональную средней плотности тока, отрицательный знак которой соответствует обусловленному турбулентностью уменьшению электропроводности среды. Иной характер носит второй справа член, указывающий на возможность появления ЭДС, параллельной (или антипараллельной) среднему полю  $B$ . Для этого необходимо, чтобы усредненная гиротропность течения  $\overline{u' \operatorname{rot} u'}$  была отлична от нуля. Эффект появления ЭДС, параллельной среднему магнитному полю, под действием турбулентных движений электропроводной жидкости назван  $\alpha$ -эффектом, а теория, разработанная Штеенбеком, Краузе и Рэдлером, получила название электродинамики усредненных полей.



Уравнение индукции с учетом высказанных выше соображений относительно действия турбулентности принимает вид

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\alpha \mathbf{B} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) + (\mu\sigma)^{-1} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (2.8)$$

где  $\alpha$  в общем случае — тензорная величина. Нетрудно заметить, что, согласно (2.8), уравнение для меридиональной компоненты магнитного поля содержит член, аналогичный генерирующему члену справа в (2.66).

Исследование проблемы ГД методами электродинамики усредненных полей показало, что генерация магнитного поля турбулентностью может происходить при самых общих предположениях относительно характера турбулентности, даже в том случае, если средняя гиротропность течения равна нулю. С помощью метода двух масштабов для средних и флуктуирующих величин удастся показать, что динамо-процесс оказывается возможным практически для любых не очень симметричных течений [147].

Процесс генерации незатухающего со временем магнитного поля может быть обеспечен только  $\alpha$ -эффектом ( $\alpha^2$ -динамо), но, вероятнее всего, в земном ядре  $R_\omega \gg R_\alpha$ , где  $R_\omega = \mu\sigma \Omega L^2$  — число Рейнольдса неоднородного вращения с характерной угловой скоростью  $\Omega$ , а  $R_\alpha = \mu\sigma \bar{\alpha} L$  — число Рейнольдса  $\alpha$ -эффекта с характерным значением  $\bar{\alpha}$ . Тогда азимутальное поле  $B_\phi$  образуется преимущественно вследствие азимутальных сдвиговых течений согласно (2.6а), а меридиональное поле  $B_r$  генерируется  $\alpha$ -эффектом ( $\alpha\omega$ -динамо). В настоящее время многие исследователи склоняются к мысли, что динамо Брагинского — это  $\alpha\omega$ -динамо, а в работе [160] сделана попытка математического обоснования этого факта.

Таким образом, на данный момент можно считать, что принципиальная возможность ГД в ядре Земли доказана. Гораздо сложнее обстоит дело с количественным описанием динамо-процесса в земном ядре. Для получения кинематических решений используют преимущественно формализм Булларда — Геллмана [86], включающий в себя представление магнитных полей и постулируемого поля скоростей в форме (2.5)

с последующим выражением функций  $T$  и  $P$  в виде бесконечных рядов по сферическим гармоникам. Начиная с работы [86], было предпринято немало попыток решить кинематическую проблему динамо численно, основываясь на простых моделях поля скоростей, но ни одна из них не привела к успеху. Исключение составляют те случаи, когда рассматривалась возможность генерации недипольного поля осесимметричными течениями [102].

Согласно кинематическим решениям уравнения индукции (2.4), процесс генерации поля носит ступенчатый характер в зависимости от магнитного числа Рейнольдса и, раз начавшись, характеризуется неограниченным возрастанием магнитного поля. В действительности же следует ожидать, что магнитная сила  $\mu^{-1} \text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}$ , возрастая в процессе генерации поля, оказывает обратное влияние на движение жидкости и стабилизирует процесс динамо, обращая его в колебательный.

Детальный анализ магнитогидродинамики земного ядра пока невозможен из-за ряда неопределенностей как относительно параметров, характеризующих физическое состояние ядра, так и относительно источника энергии движения жидких масс. Оценки по порядку величины показывают, что силами инерции и вязкости внутри земного ядра вдали от границ можно пренебречь по сравнению с магнитной силой  $\mu^{-1} \text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}$ , силой Кориолиса  $2\rho\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}$  и гипотетической объемной силой, вызывающей меридиональную конвекцию [33]. Гидромагнитные процессы, приводящие к балансу этих сил, можно описать в терминах магнитогидродинамических волн, распространяющихся по азимуту [14]. Эти волны получили название МАК-волн, поскольку их происхождение связано с магнитной, возможно, архимедовой и кориолисовой силами. Оценка частоты МАК-волн дает значение  $\omega \sim B_\phi^2 (8\pi\mu\rho\Omega_0 L^2)^{-1}$ , откуда с большой степенью неопределенности при  $2\pi/\omega = 10^3$  лет (характерное время вековых вариаций геомагнитного поля),  $\Omega_0 = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  и  $L = 10^6$  м получается  $B_\phi \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ Т}$ . МАК-волны, по мнению С. И. Брагинского, являются неотъемлемой особенностью динамо-процесса в земном ядре. Этот процесс, согласно данным археомагнитных исследований, имеет колеба-

тельный характер с основным периодом  $\sim 10^4$  лет.

Диссипация энергии в земном ядре составляет, очевидно, около  $10^{12}$  Дж/с [17]. Наиболее часто рассматривают в качестве источника энергии динамо либо тепловую конвекцию [71], либо прецессию земной оси [125], либо гравитационную дифференциацию вещества ядра [10].

Идея о тепловой конвекции была поставлена под сомнение после работы Г. Кеннеди и Г. Хиггинса [107], в которой показано, что в земном ядре адиабатический градиент температуры превышает градиент точки плавления, следовательно, вещество ядра должно находиться в устойчиво расслоенном состоянии. Радиальные перемещения жидких масс вследствие температурных градиентов невозможны. В [107] предположено, что жидкое ядро Земли представляет собой расплав железа с примесями. Выводы работы [107] основаны на анализе экспериментальных данных о зависимости точки плавления от давления и на оценке наиболее вероятного характера изменения адиабатической кривой с глубиной от поверхности земного ядра. В своей последующей работе [113] Г. Кеннеди и Г. Хиггинс проанализировали различные возражения, которые были выдвинуты по поводу устойчивого расслоения земного ядра, и пришли к заключению, что эти возражения недостаточно аргументированы, чтобы исключить возможность «парадокса земного ядра». Правда, в [113] замечено, что в 800-километровом слое жидкого ядра, прилегающем к внутреннему субъядру, возможна меридиональная конвекция.

Гипотезы о нетепловых механизмах поддержания земного динамо позволяют обойти парадокс земного ядра. Некоторые исследователи предполагают, что сила Пуанкаре  $\rho[\Omega_0 \times \Omega'] \times r$ , которая связана с ускорением элементарного объема жидкости вследствие прецессии земной оси со скоростью  $\Omega' = 7,7 \cdot 10^{-12}$  с<sup>-1</sup> (период прецессии равен 25 800 лет), способна вызвать турбулентные движения в земном ядре, необходимые для генерации магнитного поля [29, 126]. Имеются количественные оценки, которые ставят под сомнение эффективность прецессионного динамо в земном ядре [152], но сравнительный феноменологический анализ магнетизма планет солнечной системы указывает на то,

что прецессия осей планет играет определенную роль при генерации магнитных полей [29].

Относительно физико-химических процессов в нижней оболочке и в ядре Земли известно настолько мало, что гипотеза гравитационной дифференциации, согласно которой конвекция в земном ядре связана с осаждением на твердое субъядро тяжелых элементов и всплыванием к поверхности легких примесей, практически неуязвима для критики. С другой стороны, по той же причине вряд ли в ближайшее время эта гипотеза сможет получить убедительные подтверждения.

Таким образом, если в земном ядре существуют течения электропроводной жидкости, не очень симметричные и не очень малой скорости с обязательной радиальной компонентой, то при самых общих прочих предположениях относительно морфологии поля скоростей будет генерироваться незатухающее со временем магнитное поле, имеющее в среднем осесимметричный (дипольный) характер. Причины, вызывающие движения жидкости в ядре, неизвестны, и полная магнито-гидродинамическая проблема генерации магнитного поля в земном ядре не может быть не только решена, но даже точно сформулирована. Поэтому интерпретация отдельных особенностей планетарного магнитного поля в терминах гидромагнитных течений в земном ядре, предложенная, например, в работах Т. Рикитаке [146] или Р. Болла и др. [80], носит неоднозначный характер. Переходя к рассмотрению возможной обусловленности изменений режима вращения Земли вокруг своей оси гидромагнитными процессами в земном ядре, будем помнить об этой принципиальной неоднозначности, связанной с недостаточным уровнем наших знаний о глубинном строении Земли.

### **§ 2.3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ СЦЕПЛЕНИЕ ЯДРА С ОБОЛОЧКОЙ**

Перераспределение вращательного импульса в системе ядро — оболочка, вероятнее всего, может осуществляться посредством вязкого, топографического и электромагнитного сцепления жидкого ядра с оболочкой [151].

Вязкость земного ядра  $\nu$  известна с очень большой неопределенностью, хотя есть основания считать, что она мала ( $\nu \sim 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ ) [97]. Даже в том случае, если  $\nu \sim 1 \text{ м}^2/\text{с}$ , в уравнении движения (2.3) вдали от границ можно пренебречь силой вязкого трения в земном ядре. На границе с оболочкой образуется слой Экмана — Гартмана толщиной [77]

$$\delta = (\nu/\Omega_0)^{1/2} f(\alpha),$$

где  $f(\alpha) = \sec[(1/2)(\text{ctg}^{-1}\alpha)]/(1 + \alpha^2)^{1/4}$ ;  $\alpha = \sigma B_p^2/\rho\Omega_0$ . Полагая  $\sigma = 3 \cdot 10^5 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$ ,  $B_p = 3 \cdot 10^{-4} \text{ Т}$ ,  $\rho = 10^4 \text{ кг/м}^3$  и  $\Omega_0 = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ , получаем  $\alpha = 0,04$  и  $f(\alpha) \approx 1$ . Следовательно,

$$\delta \equiv \delta_\nu = (\nu/\Omega_0)^{1/2},$$

и пограничный слой есть слой Экмана. При  $\nu = 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$   $\delta_\nu = 0,37 \text{ м}$ , а при  $\nu = 1 \text{ м}^2/\text{с}$   $\delta_\nu = 117 \text{ м}$ , т. е. слой Экмана достаточно тонкий. Тем не менее при  $\nu \sim 1 \text{ м}^2/\text{с}$  пограничный слой может играть важную роль как в диссипации энергии в динамо-процессе [17], так и в образовании момента вязкого трения, тормозящего вращение оболочки [20]. Из-за большой неопределенности в оценках коэффициента вязкого трения вопрос о роли вязкости в земном ядре остается пока открытым.

Идея о топографическом сцеплении ядра с оболочкой выдвинута Р. Хайдом [106] на основе сопоставления потенциалов гравитационного и геомагнитного полей. Из сейсмических данных следует, что на границе раздела ядро — оболочка возможно существование неровностей (отклонений от геометрической кривизны, которая определяется моделями равновесной Земли) с характерными размерами  $h$  до 10 км по вертикали и до сотен километров по горизонтали. Р. Хайд предположил, что гидродинамическое обтекание этих неровностей со скоростью  $U$  должно приводить к появлению сил натяжения порядка  $\rho\Omega_0 U h$ . Эти силы при  $U \sim 10^{-4} \text{ м/с}$  и  $h \sim 1 \text{ км}$ , по мнению Хайда, способны обеспечить момент сцепления ядра с оболочкой, достаточный для объяснения наблюдаемых нерегулярностей земного вращения. Более того, эта идея использовалась для объяснения морфологических особеннос-

тей недипольной части геомагнитного поля. Однако аналитическое исследование гипотезы Хайда показало, что крупномасштабные неровности границы раздела ядро — оболочка не могут оказать существенного влияния на гидродинамику земного ядра и его взаимодействие с оболочкой. Это объясняется тем, что возмущения скорости жидкости вблизи неровностей эффективно подавляются магнитной силой [2]. Возмущения магнитного поля, связанные с обтеканием неровностей разных размеров, слишком малы, чтобы их можно было отождествить с какими-нибудь конкретными особенностями недипольного геомагнитного поля. Возможно, правда, что трение о неровности малых размеров способно привести к возникновению момента взаимодействия ядра с оболочкой, который сравним с моментом электромагнитного взаимодействия [2].

Наиболее разработанной и обоснованной выглядит идея об электромагнитном сцеплении ядра с оболочкой, нижняя часть которой обладает, по-видимому, полупроводниковыми свойствами [32]. Эффективная толщина электропроводного слоя оболочки  $L_m$ , ее электропроводность  $\sigma_m$  и зависимость  $\sigma_m$  от глубины являются в значительной мере неопределенными величинами, как и прочие параметры, характеризующие физическое состояние глубинных слоев Земли. Правда, из анализа высокочастотных вариаций внешнего магнитного поля известно, что на глубине порядка 1000 км электропроводность оболочки имеет значение около  $10\text{--}20\text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$  [18]. Предполагают, что до границы с ядром  $\sigma_m$  возрастает на 1—2 порядка. Показано также, что если толщина нижнего проводящего слоя небольшая ( $L_m \leq 10^8\text{ м}$ ), то экранирующие свойства оболочки слабо зависят от вида изменения  $\sigma_m$  с глубиной, а определяются в основном характерным временем  $\tau = \mu\sigma_m L_m$  [19]. Эффективное значение  $\sigma_m$  не может быть очень велико хотя бы по той причине, что на поверхность Земли от ядра проникают заметные по амплитуде 20-летние вариации геомагнитного поля [28].

Для расчетов электромагнитного взаимодействия ядра с оболочкой конкретные детали динамо-процесса в земном ядре несущественны. Важно лишь то, что необходимым условием генерации геомагнитного поля



является наличие конвективных течений с радиальной компонентой скорости. Как следствие этого возникает неоднородное вращение ядра и более или менее сильное (в зависимости от значения магнитного числа Рейнольдса  $R_m$ ) азимутальное поле  $B_\Phi$ . Согласно Э. Булларду и др. [85], скорость западного дрейфа недипольной части геомагнитного поля и центров его вековых вариаций дает информацию о скорости вращения внешних слоев ядра относительно оболочки. Получается, что жидкость ядра у границы с оболочкой в среднем имеет азимутальную скорость  $u_\Phi \sim 10^{-4}$  м/с.

Поскольку оболочка не изолятор, то часть электрических токов из ядра замыкается в ней. Другими словами, азимутальное поле ядра  $B_\Phi$  частично диффундирует в оболочку, образуя там поле  $B_\Phi^m$ . На границе раздела ядро — оболочка возникают максвелловские напряжения  $B_p B_\Phi^m / \mu$ , обуславливающие вращательный момент  $M_1$ , ускоряющий вращение Земли. Если средняя электропроводность нижней оболочки  $\sigma_m$  в  $n$  раз меньше электропроводности ядра  $\sigma$ , то  $B_\Phi^m \sim B_\Phi / n$ . Тогда [148]

$$M_1 \approx 4\pi R_c^3 B_p B_\Phi / n\mu,$$

где  $R_c = 3,48 \cdot 10^6$  м — радиус ядра. Полагая  $B_p = 3 \cdot 10^{-4}$  Т,  $B_\Phi = 2 \cdot 10^{-2}$  Т и  $n = 10^3$ , получаем

$$M_1 \approx 2,5 \cdot 10^{18} \text{ Н} \cdot \text{м}.$$

Вращение оболочки относительно ядра тормозится магнитной силой, имеющей порядок величины  $\sigma_m u_\Phi B_p^2$ , где  $u_\Phi$  — скорость азимутальных течений у поверхности земного ядра. Тормозящий момент

$$M_2 \approx 4\pi R_c^3 L_m \sigma_m u_\Phi B_p^2,$$

и отсюда при  $L_m = 10^6$  м,  $\sigma_m = 3 \cdot 10^2$  (Ом·м) $^{-1}$  получается, что

$$M_2 \approx 1,4 \cdot 10^{18} \text{ Н} \cdot \text{м}.$$

Следовательно,  $M_1$  и  $M_2$  имеют один порядок величины и в равновесии:

$$M_1 + M_2 = 0. \quad (2.9)$$

Вариации в длительности суток порядка 0,1 мс за год соответствуют ускорениям во вращении оболочки  $\dot{\Omega}_m = 2,7 \cdot 10^{-21} \text{ с}^{-2}$ , а вращательный момент, необходимый для создания такого ускорения, равен  $I_m \dot{\Omega}_m = 2 \cdot 10^{17} \text{ Н} \cdot \text{м}$  ( $I_m = 7,2 \cdot 10^{37} \text{ кг} \cdot \text{м}^2$  — момент инерции оболочки). Нарушение условия равенства ускоряющего и замедляющего вращательных моментов в силу каких-либо причин способно в принципе привести к наблюдаемым изменениям скорости суточного вращения Земли, если указанные выше оценки основаны на значениях параметров, близких к действительности. Наблюдаемые изменения режима вращения Земли могут возникнуть, если произойдет отклонение вращательного момента  $M_1$ , или  $M_2$  примерно на 10% от равновесного значения и если постоянная времени электромагнитного сцепления ядра с оболочкой меньше того интервала времени, в котором рассматривается изменение земного вращения. Из приведенных выше оценок видно, что нарушение условия равновесия (2.9) может возникнуть либо за счет вариаций меридионального магнитного поля, либо за счет изменений скорости азимутальных течений у поверхности земного ядра. Первая возможность анализировалась в работах Т. Юкутаке [176, 180], но только для изменения со временем дипольной составляющей геомагнитного поля. Эффект изменения длительности земных суток в этом случае достаточно заметен лишь за историческое время. Ниже будет указано, что изменение недипольных компонент магнитного поля оказывает гораздо большее влияние на скорость суточного вращения Земли.

В общем виде вращательный момент  $M_t$ , действующий со стороны ядра на оболочку, может быть записан как

$$M_t = \int_{V_m} r \sin \theta [j_m \times B]_{\varphi} dV_m, \quad (2.10)$$

где  $j_m$  — токи, индуцированные в оболочке, а интегрирование производится по объему  $V_m$ , в котором  $\sigma_m \neq 0$ . При построении численных моделей электромагнитного взаимодействия ядра и оболочки часто ис-

пользуют формализм Булларда — Геллмана [86], чтобы выразить магнитные поля в ядре и оболочке в аналитической форме. Обычно скалярные функции  $T$  и  $P$  в (2.5) представляют в виде ряда по сферическим функциям  $S_n^m = P_n^m \exp(im\varphi)$ , где  $P_n^m$  — присоединенные полиномы Лежандра. В этом случае уравнение (2.10) распадается на ряд выражений для вращательных моментов, сумма которых дает полный момент электромагнитного взаимодействия ядра с оболочкой.

В первой модели электромагнитного сцепления предположено [85], что оболочка имеет однородную электропроводность  $\sigma_m = 10^2$  (Ом·м) $^{-1}$  в нижнем слое толщиной  $L_m = 2 \cdot 10^6$  м. В [85] рассмотрено вращение ядра как целого, а в магнитном поле учтена лишь дипольная компонента. В этих условиях получен вращательный момент, равный  $4,1 \cdot 10^{17}$  Н·м. В работе М. Рочестера [150] в рамках той же модели были приняты во внимание следующие гармоники геомагнитного поля, что, естественно, привело к увеличению момента взаимодействия. Р. Роден [153] исследовал слоистые модели проводимости оболочки и показал, что тонкий слой повышенной проводимости, оказывая малое влияние на экранирующие свойства оболочки, существенно увеличивает момент электромагнитного сцепления. Наконец, в работе [20] обсуждается модель с проводимостью оболочки, изменяющейся по степенному закону  $\sigma_m(r) = \sigma_1(R_c/r)^\alpha$ , где  $\sigma_1 = 2 \cdot 10^3$  (Ом·м) $^{-1}$  и  $\alpha > 10$ . Для такого закона можно считать, что проводящий слой  $L_m$  тонкий и обладает высокой электропроводностью. В этом случае существенно возрастает роль высоких гармоник недипольного поля, которые из-за сильного геометрического ослабления практически не проявляются на поверхности Земли, но значительно увеличивают момент электромагнитного сцепления. В [20] показано, что величина этого момента сцепления может достигать значения  $10^{19}$  Н·м.

Спектральный анализ изменений длительности суток ( $\delta P$ ) за последние 200 лет (см. рис. 1.5) свидетельствует о наличии в  $\delta P$  квазипериодичности с характерным временем порядка 70 лет. Иногда такую квазипериодичность называют 60-летней, и это, как будет показано дальше, имеет определенный смысл. Имеется точка зрения, что 60-летняя вариация в  $\delta P$  в действительно-

сти является аperiодической [26]. Этот вывод сделан на основе хорошей коррелированности изменений  $\delta R$  и так называемых 60-летних вариаций геомагнитного поля, морфология которых, по данным европейских обсерваторий, позволяет предположить, что подобные вариации связаны с действием локального источника, расположенного вблизи поверхности ядра [27]. В работе [21] построены гидромагнитные модели такого локального источника, позволяющие согласовать рассчитанные и фактические 60-летние вариации геомагнитного поля и связанные с ними вариации скорости суточного вращения Земли.

Интерпретация изменений длительности земных суток в терминах кинематических моделей гидромагнитных течений в земном ядре не только обладает неоднозначностью, о которой говорилось в предыдущем параграфе, но и наталкивается на трудности, связанные с энергетическим балансом в системе ядро — оболочка.

В большинстве случаев считают, что на поддержание динамо-процесса в земном ядре, который сопровождается омической и вязкой диссипацией, необходимы затраты энергии порядка  $10^{12}$  Дж/с. При некоторых обычных допущениях можно считать, что внутри земного ядра тепловая энергия вследствие радиоактивного распада вырабатывается со скоростью не более той, какую определяет тепловой поток из недр Земли, измеряемый непосредственно на ее поверхности ( $\sim 10^{13}$  Дж/с). С учетом малого КПД преобразования тепла в механическое движение энергия, затрачиваемая на поддержание гидромагнитных течений в земном ядре в результате тепловых процессов, должна быть на 1—2 порядка меньше. Если имеет место «парадокс земного ядра», обоснованный Кеннеди и Хиггинсом [107], то остается предположить, что гидромагнитные течения возникают либо из-за «перебалтывания» жидкости земного ядра в результате прецессии земной оси, либо вследствие гравитационной дифференциации вещества ядра. Сообщения, высказанные в работе [152], свидетельствуют о том, что если прецессия и поставляет какое-то количество энергии внутрь земного ядра, то никак не больше  $10^8$  Дж/с. Возможно, что выделение энергии в земном ядре вследствие гравитационной дифференциации, со-

проводящейся ростом внутреннего субъядра, составляет около  $2 \cdot 10^{12}$  Дж/с [104], что в принципе достаточно для поддержания динамо-процесса.

Легко проверить, что изменение длительности суток в среднем на 0,1 мс за год соответствует изменению кинетической энергии вращения Земли на  $1,6 \cdot 10^{13}$  Дж/с. Это на порядок превосходит мощность всех предполагаемых источников энергии в земном ядре. Следовательно, вероятнее ожидать передачу энергии от неравномерно вращающейся оболочки внутрь земного ядра, а не наоборот, как это предполагается в моделях, объясняющих неравномерность земного вращения изменениями величины электромагнитного сцепления ядра с оболочкой.

Вообще говоря, в земном ядре предположительно имеется значительный запас энергии, способной достаточно эффективно переходить в энергию механических движений. Эта энергия связана с наличием в земном ядре сильного азимутального поля  $B_\phi$ , которое образовано преимущественно неоднородным вращением жидкости ядра. Если объем той части ядра, где сосредоточено поле  $B_\phi$ , составляет  $V \sim 10^{20}$  м<sup>3</sup> (области средних и низких широт), а характерная величина поля  $B_\phi \sim 2 \cdot 10^{-2}$  Т, то магнитная энергия в земном ядре имеет порядок величины  $(B_\phi^2/2\mu)V = 1,6 \cdot 10^{22}$  Дж. Нетрудно заметить, что за счет этой энергии, если она будет переходить в механическую энергию течений, вариации длительности суток со скоростью 0,1 мс/год могут поддерживаться в течение 30 лет. Но необходимо учесть, что падение магнитной энергии должно соответствовать уменьшению азимутального поля  $B_\phi$ , которое, согласно (2.6б), в значительной мере определяет интенсивность магнитного поля, проникающего наружу из ядра. Надо думать, что сильное уменьшение поля  $B_\phi$  должно значительно изменить весь процесс генерации в земном ядре и, как следствие, морфологию геомагнитного поля на поверхности Земли. Вероятно, такие глобальные изменения геомагнитного поля имели место неоднократно в периоды его инверсий в прошлые геологические эпохи. Из наблюдательных данных за последние 100—150 лет (и даже за более ранние годы, по результатам археомагнитных исследований) следует, что хотя интенсивность главного геомагнитного

поля изменялась в пределах 5% от среднего, основные его морфологические особенности (преимущественно дипольный характер, наличие почти постоянного наклона оси диполя к оси вращения Земли и т. д.) сохранились в течение всего периода. Следовательно, трудно предположить, что за последние полтора столетия в земном ядре были значительные изменения интенсивности азимутального поля, в то время как длительность суток довольно быстро изменялась от года к году (до 0,3 мс за год). Даже если допустить, что изменения энергии магнитного поля в ядре составляли 10% от стационарного значения, т. е. около  $1,6 \cdot 10^{21}$  Дж, то это дает возможность объяснить изменения длительности суток со скоростью 0,1 мс/год всего в течение трех лет. Восполнение энергии азимутального поля в ядре за счет внутренних источников, как отмечалось, может происходить со скоростью не более  $10^{12}$  Дж/с.

#### § 2.4. ВОЗМОЖНОЕ ПРОИСХОЖДЕНИЕ 60-ЛЕТНЕЙ ВАРИАЦИИ В ИЗМЕНЕНИЯХ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СУТОК

Вполне вероятно, что наличие 60-летней вариации в изменениях скорости суточного вращения Земли связано с азимутальными течениями электропроводной жидкости внутри земного ядра, имеющими характер гармонических колебаний около положения равновесия. Довольно интенсивные азимутальные течения жидкости естественны для такой быстро вращающейся системы, какой является земное ядро, в котором кориолисовы силы играют значительную роль.

Порядок величины членов уравнения Навье — Стокса (2.3) таков, что в земном ядре выполняются соотношения [77]

$$\frac{U}{2\Omega_0 L^2} + \frac{(\mu\sigma)^{-1}}{\Omega_0 L^2} \ll 1; \quad \frac{U}{\Omega_0 L} \ll 1; \quad \nu \ll \Omega_0 L^2, \quad (2.11)$$

где  $U$  и  $L$  — характерные значения скорости жидкости и размеров системы. Условия (2.11) приводят к тому, что в уравнении движения (2.3) вдали от границ можно пренебречь силами инерции и вязкости, следовательно имеет место магнитострофический баланс сил:

$$2\Omega \times u - (\mu\rho)^{-1} \operatorname{rot} B \times B = -\rho^{-1} \nabla p - \nabla \Phi. \quad (2.12)$$

Дж. Тейлор [168] показал, что магнитострофический баланс наблюдается только в том случае, если равна нулю магнитострофическая часть магнитной силы, т. е. если

$$\frac{1}{S} \int \int (\operatorname{rot} B \times B)_{\varphi} dS = 0, \quad (2.13)$$

где  $S$  — боковая поверхность цилиндра, ось которого совпадает с осью вращения системы. Нарушение условия (2.13), например вблизи границы с оболочкой, должно привести к возникновению интенсивного магнитострофического течения, направленного по азимуту и не зависящего от координаты, параллельной оси вращения (оси  $z$  в цилиндрических координатах). Обозначим скорость такого течения через  $u = u(s, t)$ , тогда

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\mu S} \int \int (\operatorname{rot} B \times B)_{\varphi} dS \quad (2.14)$$

есть уравнение движения цилиндрических слоев  $s = \text{const}$ , и скорость их вращения определяется только конфигурацией магнитных полей в земном ядре и расстоянием  $s$  от оси вращения.

Уравнение (2.14) в приближении бесконечной проводимости ядра исследовано С. И. Брагинским [15]. Считая зависимость от времени величин, входящих в (2.14), пропорциональной  $\exp(i\omega t)$ , а оболочку изолятором, из (2.14), согласно работе [15], можно получить

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( K \frac{\partial u}{\partial s} \right) = -\omega^2 \rho u. \quad (2.15)$$

Уравнение (2.15) аналогично уравнению колебания струны с переменными плотностью  $\rho = \rho(s)$  и упругостью  $K = K(s)$ . Это уравнение описывает магнитогидродинамические колебания крутильного типа, которые подобны альвеновским волнам (включая и временные масштабы), распространяющимся со скоростью  $U_A = B_s/(\mu\rho)^{1/2}$  вдоль силовых линий магнитного поля  $B_s$ .

Поскольку в большей части земного ядра  $B_z \gg B_s$ , то азимутальные течения со скоростью  $u$  эффективно тормозятся магнитной силой, имеющей порядок величины  $— u \sigma B_z^2$ , и лишь вблизи экватора ядра при  $s \sim R_c$  поле  $B_z$  мало, и амплитуда азимутальных колебаний достигает там больших значений. Этим можно объяснить отмеченный в работе [175] факт, что действительные изменения скорости земного вращения могут быть обеспечены перераспределением вращательного импульса оболочкой и верхним слоем ядра толщиной всего 200 км. Это перераспределение вращательного импульса полагаем связанным с электромагнитным взаимодействием ядра и оболочки, а вязкость в силу ее большой неопределенности не учитываем.

Точное решение системы уравнений, описывающих колебания вокруг общей оси вращения взаимодействующих ядра и оболочки, в общем случае получить довольно сложно. Кроме того, картина распределения магнитных полей в земном ядре в деталях неизвестна, поэтому любая количественная модель взаимодействия азимутальных колебаний ядра и оболочки — лишь одна из возможных моделей. При современном уровне знания интересующих нас явлений представляется полезным рассмотреть упрощенные уравнения движения ядра и оболочки, которые можно было бы достаточно просто проинтегрировать [36].

В основу модели крутильных колебаний в земном ядре положим результаты, полученные в работе [15]. Рассмотрим отдельно две области жидкого ядра: 1) область вблизи экватора ( $R_c \geq s \geq R_c - H$ ,  $H < R_c$ ), в которой  $B_z = 0$ ,  $B_s = \text{const}$  и  $u(s, t) \neq 0$ ; 2) остальная часть ядра ( $s \leq R_c - H$ ), где  $B_z \gg B_s$  и  $u(s, t) = 0$ . Таким образом, в системе координат, вращающейся с постоянной угловой скоростью  $\Omega_0$ , область 2 ядра не имеет движения по азимуту, а область 1 (приэкваториальная) обладает переменной угловой скоростью

$$u/s = \Omega_c(t)F(s).$$

Предположим, что функция  $F(s)$  удовлетворяет граничным условиям

$$F(R_c) = 1; \quad F(R_c - H) = 0; \quad \left( \frac{dF}{ds} \right)_{s=R_c-H} = 0. \quad (2.16)$$



Следовательно,  $\Omega_c$  есть угловая скорость вращения поверхностного приэкваториального слоя ядра. Тогда уравнение (2.14) принимает вид

$$\rho s^2 F(s) \dot{\Omega}_c = \frac{B_s}{\mu} \cdot \frac{\partial}{\partial s} (s \tilde{b}), \quad (2.17)$$

где  $\tilde{b} = \tilde{b}(s, t)$  — азимутальное поле, генерированное скоростью  $u$ . Интегрируя (2.17) по  $s$  в пределах от  $R_c - H$  до  $R_c$ , получаем

$$I_c \dot{\Omega}_c = (B_s/\mu) R_c \tilde{b}(R_c, t). \quad (2.18)$$

При интегрировании учтено, что  $\tilde{b}(R_c - H, t) = 0$ , и введено обозначение

$$I_c = \int_{R_c - H}^{R_c} \rho s^2 F(s) ds. \quad (2.19)$$

Условие непрерывности магнитного поля на границе раздела ядро — оболочка дает

$$\tilde{b}(R_c, t) = \tilde{b}_m(R_c, t) - \tilde{b}_c(R_c, t), \quad (2.20)$$

где  $\tilde{b}_m(R_c, t)$  — поле в оболочке на границе с ядром, а  $\tilde{b}_c(R_c, t)$  — поле в ядре на границе с оболочкой. Поле  $\tilde{b}_c(R_c, t)$  удовлетворяет уравнению индукции

$$\frac{\partial \tilde{b}_c}{\partial t} = [\text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}_s)]_\varphi + (\mu\sigma)^{-1} \nabla^2 \tilde{b}_c,$$

откуда, пренебрегая омической диссипацией и учитывая, что  $u = s F(s) \Omega_c$ , а также граничные условия (2.16), получаем

$$\tilde{b}_c(R_c, t) = B, \left[ 1 + R_c \left( \frac{dF}{ds} \right)_{s=R_c} \right] \alpha_c(t). \quad (2.21)$$

Здесь введен угол поворота слоя  $s = \text{const}$

$$\alpha_c(t) = \int_0^t \Omega_c(\tau) d\tau.$$

Из условия непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля в ядре и в оболочке вытекает, что [15]

$$\tilde{b}_m(R_c, t) = \kappa \mu \sigma_m L_m R_c B_s (\Omega_m - \Omega_c), \quad (2.22)$$

где  $\kappa$  — зависящий от частоты коэффициент индукционного экранирования;  $\sigma_m$  — средняя электропроводность нижнего слоя оболочки толщиной  $L_m$ ;  $\Omega_m$  — угловая скорость вращения оболочки. Тогда (2.18) с учетом (2.20—2.22) можно переписать в виде

$$I_c \ddot{\alpha}_c = k(\dot{\alpha}_m - \dot{\alpha}_c) - q\alpha_c. \quad (2.23)$$

В (2.23) дополнительно к (2.19) введены обозначения

$$k = \kappa \sigma_m L_m B_s^2 R_c; \quad (2.24)$$

$$q = \frac{B_s^2 R_c}{\mu} \left[ 1 + \left( \frac{dF}{ds} \right)_{s=R_c} \right] \quad (2.25)$$

и  $\dot{\alpha}_c = \Omega_c$ ,  $\ddot{\alpha}_c = \dot{\Omega}_c$ ,  $\dot{\alpha}_m = \Omega_m$ .

При отсутствии взаимодействия ядра с оболочкой, т. е. когда  $\sigma_m = 0$ , уравнение (2.23) описывает свободные колебания области 1 ядра:

$$I_c \ddot{\alpha}_c = -q\alpha_c.$$

Частота и период собственных колебаний равны соответственно  $\omega_0 = (q/I_c)^{1/2}$  и  $T_0 = 2\pi(I_c/q)^{1/2}$ . Согласно работе [15], направление вращения цилиндрических слоев меняется на широте около  $60^\circ$ . Это дает при  $R_c = 3,48 \cdot 10^6$  м величину  $H = 0,5 \cdot 10^6$  м. Предположив, что  $F(s)$  есть квадратичная функция, удовлетворяющая граничным условиям (2.16), согласно (2.19), при  $\rho = 10^4$  кг/м<sup>3</sup> получаем  $I_c = 1,9 \cdot 10^{22}$  кг. Если  $T_0 = 60$  лет, то из (2.25) следует, что  $B_s = 0,71 \cdot 10^{-4}$  Т.

Электропроводность ядра конечна и равна  $\sigma = 3 \cdot 10^5$  (Ом·м)<sup>-1</sup>. Вследствие этого амплитуда азимутальных колебаний, возбуждаемых на границе, уменьшается с расстоянием пропорционально  $\exp \times \times [(s-R_c)/L_0]$ , где  $L_0 = (U_A/\omega) (1+d)^{1/4}/\sin(\beta/2)$ ,  $d = \omega/(U_A^2 \mu \sigma)$  и  $\beta = \arctg d$  [73]. Полагая  $\omega = 3,3 \cdot 10^{-9}$  с<sup>-1</sup>,

$B_s = 10^{-5}$  Т, получаем  $L_0 = 1,6 \cdot 10^5$  м, а при  $B_s = 10^{-4}$  Т  $L_0 = 1,4 \cdot 10^8$  м. Отсюда ясно, что значение поля  $B_s$ , сочленяющего колеблющиеся по азимуту слои ядра  $s = \text{const}$ , должно быть больше  $10^{-5}$  Т, в противном случае колебания невозможны из-за сильного омического затухания. При  $B_s \approx 10^{-4}$  Т омическим затуханием на расстояниях порядка  $R_c$ , как это предполагалось вначале, можно пренебречь.

Уравнение колебаний оболочки запишем в виде

$$\ddot{I}_m \alpha_m = -M_1 - M_2 + M_e \cos \omega t, \quad (2.26)$$

где  $I_m$  — момент инерции оболочки;  $M_1$  и  $M_2$  — вращательные моменты, действующие со стороны областей 1 и 2 ядра на оболочку;  $M_e$  — амплитуда внешнего вращательного момента, который изменяется с частотой  $\omega$ . В главе 4 будет показано, что происхождение вращательного момента с амплитудой  $M_e$ , действующего на оболочку извне, связано с вариациями солнечной активности.

Ускоряющий момент  $M_1$  пропорционален максвелловским напряжениям на границе ядра с оболочкой. Считая эту границу боковой поверхностью цилиндра с высотой  $R_c$  (при  $H = 0,5 \cdot 10^6$  м), получаем

$$M_1 = 2\pi R_c^2 k (\dot{\alpha}_m - \dot{\alpha}_c) = k_1 (\dot{\alpha}_m - \dot{\alpha}_c). \quad (2.27)$$

Тормозящий момент  $M_2$  пропорционален угловой скорости вращения оболочки  $\Omega_m = \dot{\alpha}_m$  относительно ядра. Положим, что коэффициент электромагнитного трения  $k_2$  не зависит от частоты, тогда

$$M_2 = k_2 \alpha_m, \quad (2.28)$$

$$k_2 \approx \sigma_m \int_{V_m} B_p^2 r^2 \sin^2 \theta dV_m, \quad (2.29)$$

где интегрирование нужно производить по объему оболочки, в котором средняя электропроводность  $\sigma_m \neq 0$ .

Итак, система уравнений, описывающих вращение оболочки и приэкваториальной области ядра, имеет вид

$$\begin{cases} I_c \ddot{\alpha}_c = k (\dot{\alpha}_m - \dot{\alpha}_c) - q \alpha_c, \\ I_m \ddot{\alpha}_m = -k_1 (\dot{\alpha}_m - \dot{\alpha}_c) - k_2 \dot{\alpha}_m + M_e \cos \omega t. \end{cases} \quad (2.30)$$

Исключая из (2.30)  $\alpha_m$ , получаем уравнение для  $\alpha_c$

$$\ddot{\alpha}_c + a \ddot{\alpha}_c + b \dot{\alpha}_c + c \alpha_c = \frac{k M_e}{I_m I_c} \cos \omega t, \quad (2.31)$$

в котором

$$a = \frac{k}{I_c} + \frac{k_1 + k_2}{I_m}; \quad b = \frac{q}{I_c} + \frac{k k_2}{I_m I_c}; \quad c = \frac{q (k_1 + k_2)}{I_m I_c}. \quad (2.32)$$

Гармоническая часть решения (2.31) для скорости колебаний ядра имеет вид

$$\dot{\alpha}_c = \frac{M_e k}{I_m I_c} \cdot \frac{\omega \sin(\omega t + \varphi)}{(a_1^2 + a_2^2)^{1/2}}, \quad (2.33)$$

где  $a_1 = c - a \omega^2$ ;  $a_2 = \omega(b - \omega^2)$ ;  $\operatorname{tg} \varphi = a_1/a_2$ .

Нетрудно заметить, что изменение с частотой амплитуды  $\dot{\alpha}_c$  (обозначим как  $a_c$ ) в значительной мере определяется отношением  $\lambda = \tau_c/\tau_m$ , где  $\tau_c = I_c/k$  и  $\tau_m = I_m/(k_1 + k_2)$  — электромеханические времена релаксаций области 1 ядра и оболочки соответственно. Если при вычислении  $k_2$  по (2.29) учесть только дипольную составляющую геомагнитного поля, а в (2.24) положить  $\kappa = 1$ , то  $\tau_c$  и  $\tau_m$  получаются сравнимыми по величине, и амплитуда  $a_c$  практически не имеет резонанса вблизи частоты  $\omega_0$ . В действительности можно уверенно предположить, что  $\tau_c \gg \tau_m$ , поскольку учет высших гармоник геомагнитного поля увеличивает коэффициент электромагнитного трения почти на порядок [20], а коэффициент индукционного экранирования  $\kappa$  меньше единицы.

Согласно расчетам, резонансное поведение амплитуды  $a_c$  в меньшей мере зависит от конкретного значения  $\lambda$  (если  $\lambda \geq 10$ ), чем от величины  $\tau_m$ . На рис. 2.3 показана частотная зависимость амплитуды  $a_c$  угловой скорости вращения поверхностного приэкваториального слоя ядра для разных значений  $\tau_m$  при  $\lambda = 10$ .

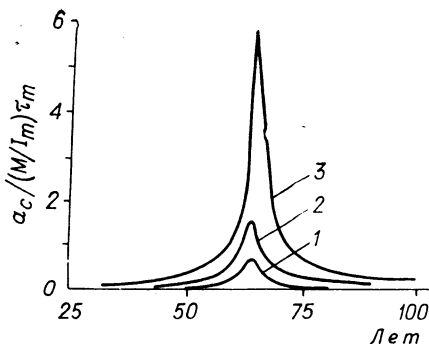


Рис. 2.3. Зависимость угловой скорости вращения приэкваториального слоя ядра (в отн. ед.) от периода изменения внешнего вращательного момента (1—3 —  $\tau_m = 15$ ; 10; 5 лет соответственно).

Общее решение (2.31) при  $\lambda = 10$ ,  $\tau_m = 5$  лет и  $\omega_0 = 3,3 \cdot 10^{-9}$  с $^{-1}$  приблизительно равно

$$\alpha_c(t) \approx C_1 \exp(-t/\tau_1) + C_2 \exp(-t/\tau_2) \cos \omega_0 t + \\ + \text{гармонический член}, \quad (2.34)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — постоянные, определяемые из начальных условий;  $\tau_1 \approx 5$  лет;  $\tau_2 \approx 800$  лет.

Характер вхождения системы ядро—оболочка в резонанс определяется из следующих начальных условий: при  $t = 0$ ,  $\alpha_c = 0$ ,  $\dot{\alpha}_c = 0$  и  $M_e \neq 0$ . Нетрудно убедиться, что время вхождения системы в резонанс при  $\omega = \omega_0$  определяется величиной  $\tau_1 = 5$  лет.

Из начальных условий: при  $t = 0$   $\alpha_c = 0$ ,  $\dot{\alpha}_c = a_c$  и  $M_e = 0$ , которые соответствуют свободным колебаниям системы ядро—оболочка, получается, что характерное время затухания таких колебаний порядка  $\tau_2 = 800$  лет.

Последний результат качественно совершенно очевиден. В рассмотренной модели оболочку можно представить как массивное тело, подвешенное на упругой нити, роль которой выполняет приэкваториальная часть ядра. Ядро в целом является неподвижной опо-

рой всей системы, испытывающей колебания вокруг общей оси вращения.

Надо думать, что если учесть вязкое трение в земном ядре и омическую диссипацию, то время затухания свободных колебаний будет значительно меньше, чем 800 лет. Тем не менее оно, по-видимому, достаточно велико, чтобы свободные колебания давали ощутимый вклад в изменения скорости суточного вращения Земли на протяжении, скажем, 200 лет, когда внешний вращательный момент изменялся с частотой, отличной от  $\omega_0$ .

Если в некоторый момент времени фаза внешнего вращательного момента с частотой  $\omega_0$  окажется противоположной фазе свободных колебаний системы ядро — оболочка, то это приведет к компенсации существовавшего гармонического изменения скорости вращения Земли. Приэкваториальная область ядра в течение нескольких десятков лет будет препятствовать изменению первоначальной скорости вращения оболочки, поскольку характерное время  $\tau_c$  достаточно велико.

Вековые вариации геомагнитного поля возникают в результате взаимодействия азимутальных течений жидкости у поверхности ядра с несимметричными по азимуту магнитными полями, возникающими в результате генерации среднего поля и примерно на порядок превосходящие его по величине. У поверхности Земли эти поля практически не наблюдаются из-за сильного геометрического и индукционного ослабления. Согласно сделанным выше предположениям, автоколебания системы ядро — оболочка могли быть возбуждены посредством вращательного момента, приложенного к оболочке извне. Поэтому получается, что вековые геомагнитные вариации являются не причиной, а следствием неравномерности суточного вращения Земли. Это позволяет также обойтись без гипотезы о существовании внутри ядра источника энергии с мощностью выше  $10^{13}$  Дж/с, способного обеспечить перераспределение вращательного импульса между ядром и оболочкой.

## Глава 3

### СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

#### § 3.1. СОЛНЦЕ И ЕГО АТМОСФЕРА

С точки зрения общих астрофизических представлений Солнце является постоянной звездой в отличие от тех переменных звезд, яркость которых изменяется в довольно широких пределах за сравнительно короткое время. Даже приблизительные оценки показывают, что запасов термоядерного топлива в недрах Солнца достаточно для того, чтобы поддерживать его физическое состояние в среднем почти неизменным в течение  $10^{11}$  лет, что превосходит предполагаемый возраст Вселенной. Свою энергию Солнце теряет преимущественно из-за волнового излучения. Полный поток энергии, излучаемый Солнцем в пространство, может быть определен экспериментально исходя из потока энергии, который приходится на единицу площади земной поверхности и называется солнечной постоянной. Наблюдения показывают, что солнечная постоянная в среднем равна  $1,95 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$ , или около  $1360 \text{ Вт}/\text{м}^2$  [49], отсюда полный поток лучистой энергии от Солнца составляет примерно  $3,8 \cdot 10^{26} \text{ Дж}/\text{с}$ .

Изменения солнечной постоянной, если таковые имеют место независимо от условий и методики наблюдений, вряд ли превышают несколько процентов от среднего, по крайней мере в последнее столетие [49]. Именно в этом смысле Солнце представляет собой постоянную звезду. С другой стороны, близость Солнца к Земле заставляет обратить внимание, и не без оснований, на такие эффекты (происходящие преимущественно в верхних слоях Солнца — в солнечной атмосфере), которые по очевидным соображениям обычно выпадают из поля зрения астрофизиков, когда они рассматривают строение и эволюцию звезд и Вселенной.

Значения основных параметров, определяющих физическое состояние плазменного шара, каковым практически является Солнце, согласно [24, 43], следующие. Масса Солнца  $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30}$  кг, его радиус по границе видимого диска  $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^8$  м. Отсюда получается, что средняя плотность равна  $1,41 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, однако от центра до расстояния  $r = 0,8 R_{\odot}$  Солнце содержит 0,99 своей массы, поэтому вблизи поверхности ( $r = 0,995 R_{\odot}$ ) его плотность составляет всего  $2 \cdot 10^{-2}$  кг/м<sup>3</sup>. Если предположить, что Солнце излучает энергию как абсолютно черное тело, то, согласно приведенному выше значению полной светимости ( $3,8 \times 10^{26}$  Дж/с), его эффективная температура равна 5770 К.

! Внутренние области Солнца пока практически недоступны наблюдениям, поэтому все наши представления о том, что происходит в недрах Солнца, основываются на теоретических расчетах с использованием граничных условий, полученных из наблюдений солнечной поверхности. Считают, что температура в центре Солнца равна  $13,6 \cdot 10^6$  К, плотность —  $98 \cdot 10^4$  кг/м<sup>3</sup>, давление —  $2 \cdot 10^{16}$  Па [24]. Такие физические условия достаточны для возникновения и протекания термоядерной реакции. По оценкам, запас ядерной энергии водорода — основного ядерного топлива — составляет  $6 \cdot 10^{44}$  Дж, что всего примерно в 300 раз меньше субъядерной энергии  $M_{\odot}c^2$  ( $c$  — скорость света) [43]. Тепловая энергия, образуемая в процессе термоядерной реакции в глубоких слоях Солнца, переносится наружу к поверхности излучением и конвекцией. В верхних слоях (на глубине до  $10^8$  м от поверхности) энергия переносится преимущественно конвекцией. Эти слои образуют так называемую конвективную зону.

Конвективная зона ограничена сверху фотосферой — нижней частью солнечной атмосферы. Толщина фотосферы всего порядка  $4 \cdot 10^5$  м, поэтому ее обычно считают видимой поверхностью Солнца. Температура фотосферы составляет около 6000 К. Выше фотосферы плотность солнечной плазмы довольно резко уменьшается. Слой над фотосферой, называемый хромосферой, прозрачен для непрерывного спектра Солнца, хотя он простирается в высоту до  $5 \cdot 10^6$  м. Наконец, самый верхний и наиболее разреженный слой атмосферы



Солнца — солнечная корона, в которой температура порядка  $10^6$  К. В солнечной короне, а также в верхней хромосфере образуются рентгеновское излучение и радиоизлучение.

Переменность Солнца как звезды связана преимущественно с его магнитными полями, которые генерируются в зоне конвекции. В отличие от земного ядра, где неоднородное вращение предполагается на основании некоторых косвенных данных, неоднородное вращение верхних слоев Солнца наблюдается непосредственно. Синодический период вращения Солнца вокруг своей оси (в системе координат, связанной с Землей), часто используемый в статистических исследованиях солнечно-земных связей и равный 27,3 суток, в среднем соответствует вращению области, ограниченной гелиографическими широтами от  $+8$  до  $-8^\circ$ . Наблюдаемое изменение угловой скорости вращения с широтой достаточно хорошо аппроксимируется формулой Фая [24]

$$\tilde{\Omega} = \Omega_{\odot} - a \sin^2 \theta,$$

где  $\Omega_{\odot}$  — угловая скорость вращения Солнца на экваторе;  $a = \text{const}$ ;  $\theta$  — гелиографическая широта. Периоды вращения экваториальной области и полярных областей Солнца составляют 25 и 35 суток соответственно. Предполагают, что наблюдаемая картина неоднородного вращения фотосферы в общих чертах присуща и конвективной зоне.

В результате неоднородного вращения солнечной плазмы, обладающей значительной электропроводностью, из первоначального меридионального поля вытягивается азимутальное поле. Магнитное число Рейнольдса такой плазменной системы, как Солнце, заведомо велико — порядка  $10^3$  или даже больше, поэтому из меридионального поля, которое у поверхности Солнца составляет в среднем  $10^{-4}$  Т (вблизи полюсов), вследствие неоднородного вращения образуется азимутальное поле, превышающее 0,1 Т. В проблеме солнечного динамо не возникает вопроса о возможности регенерации меридионального поля из азимутального конвективными движениями плазмы. Скорее наоборот, необходимо объяснить, почему столь интенсивная конвекция, поддерживаемая мощным потоком

тепла из радиоактивного ядра, генерирует сравнительно небольшое по интенсивности глобальное меридиональное магнитное поле. Вероятно, это связано с низкой упорядоченностью конвекции, которая больше «запутывает» силовые линии азимутального поля, чем вытягивает их в меридиональном направлении. Поэтому Солнце выглядит как магнитный диполь только с больших расстояний (порядка или больше 1 а. е.). Можно думать, что невысокая степень осевой симметрии среднего солнечного магнитного поля связана также со сравнительно небольшой скоростью вращения Солнца вокруг своей оси. Вследствие этого кориолисовы силы оказываются недостаточными для сглаживания конвекции по азимуту.

В какой-то мере о характере конвективных движений внутри Солнца можно судить по наблюдениям горизонтальных движений плазмы у поверхности фотосферы. Общая циркуляция в солнечной фотосфере изучается на основе статистических наблюдений движений солнечных пятен, о происхождении которых пойдет речь далее. Хотя наблюдательные данные весьма обширны, окончательно вопрос о характере общей крупномасштабной конвекции не решен. Кроме упорядоченных движений, охватывающих протяженные области фотосферы, в ней наблюдаются движения сравнительно небольших масштабов ( $\sim 10^6$  м и меньше) с короткими временами жизни ( $\sim 10^2$ — $10^3$  с), выражением которых является так называемая грануляция. Ячейки движений на фотографиях Солнца имеют вид рисовых зерен. Наблюдается также супергрануляция, характеризующаяся тем, что видимая поверхность Солнца довольно однородно покрыта крупными ячейками движений плазмы. Размеры супергранул порядка  $10^7$  м и больше, среднее время жизни 20 ч [24], средняя скорость движений плазмы в горизонтальном направлении в супергранулах 400 м/с.

Поскольку в верхней части фотосферы плотность составляет  $2 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>3</sup>, то при средней интенсивности среднего фотосферного магнитного поля в  $10^{-4}$  Т отношение магнитной энергии к кинетической много меньше единицы. Это означает, что хорошо выполняется условие вмороженности магнитного поля в плазму. Слабые магнитные поля выносятся к границам ячеек

движений и усиливают там интенсивность поля. Наблюдательные данные свидетельствуют о том, что большая часть магнитного потока вне центров активности, связанных с солнечными пятнами, сконцентрирована на границах супергранул [24].

В процессе неоднородного вращения азимутальное поле в зоне конвекции с течением времени нарастает. Когда это поле становится настолько большим, что полное давление (включая и магнитное) внутри тех объемов, где сосредоточено азимутальное поле, заметно превышает давление окружающей плазмы, то к поверхности фотосферы всплывает некоторый объем внутренней плазмы с замороженным в него магнитным полем. Всплывшая магнитная силовая трубка, представляющая собой часть азимутального поля, в двух местах пересекает поверхность фотосферы. Полагают, что сильное магнитное поле этой трубки (больше  $0,1\text{ Т}$ ) ослабляет конвективное движение фотосферной плазмы и таким образом подавляет основной механизм вертикальной передачи тепла внутри трубки. Поэтому те области поверхности фотосферы, где магнитные силовые трубки выходят наружу, обладают пониженной яркостью. Эти области называются солнечными пятнами. Из сказанного следует, что эволюция солнечных пятен во времени и в пространстве (на поверхности фотосферы) неотъемлемо связана с действием солнечного динамо.

Пятна в начале солнечного цикла появляются на широтах  $30\text{--}40^\circ$ , смещаясь затем к экватору с юга и с севера. Это связано, очевидно, с тем, что быстрее всего азимутальное поле, нарастая, достигает критического значения, при котором начинается всплывание магнитных силовых трубок, в области средних широт. Число пятен становится максимальным на широтах около  $10\text{--}20^\circ$ , а затем медленно уменьшается. Эволюцию солнечных пятен со временем и в пространстве часто изображают с помощью диаграммы Маундера (диаграммы «бабочек»).

Продолжительность дрейфа солнечных пятен к экватору составляет в среднем около 11 лет. Этот период представляет собой цикл солнечных пятен. В конце цикла пятна могут почти полностью исчезнуть с поверхности Солнца, а затем начинается новое всплывание магнитных силовых трубок в области средних ши-

рот. Магнитные поля солнечных пятен так изменяют морфологию среднего поля Солнца, что в конце 11-летнего цикла меридиональное поле у полюсов меняет свою полярность. Таким образом, магнитный цикл Солнца 22-летний.

Феноменологическая теория солнечного магнитного цикла с учетом основных наблюдательных фактов (неоднородность вращения Солнца вокруг своей оси, широтный дрейф солнечных пятен и т. д.) была создана Г. Бэбкоком [79] и развита Р. Лейтоном [120, 121]. В этих моделях сделана попытка дать обоснование 22-летнему магнитному циклу, который, в частности, характеризуется тем, что всплывание магнитной силовой трубки к поверхности фотосферы сопровождается появлением вначале одного пятна — ведущего, и лишь позднее появляется второе пятно. В соседних 11-летних циклах полярность ведущих пятен имеет разный знак.

Столь быстрая изменчивость магнитного поля Солнца по сравнению, скажем, с геомагнитным полем объясняется, очевидно, тем, что скорость конвекции солнечной плазмы на несколько порядков превосходит скорость движений жидкости в земном ядре. Велик также градиент угловой скорости вращения Солнца, что способствует быстрому нарастанию азимутального поля.

С солнечными пятнами тесно связано понятие о центре активности, представляющем собой некоторую локализованную область солнечной атмосферы (включая, разумеется, фотосферу), в которой с течением времени возникает целый комплекс взаимообусловленных физических явлений. В настоящее время пока нет единой детальной классификации центров активности и их изменений во времени, не говоря уже о теориях. В исследованиях солнечных явлений пока главное место занимает эмпирический подход, и, как следствие, иногда возникает разрыв между описаниями отдельных явлений и выяснением их физической сущности и взаимообусловленности.

Иногда под центром активности понимают «такой комплекс явлений, который содержит хотя бы одну группу пятен с одной или несколькими солнечными вспышками или в случае их отсутствия с площадью не

менее 100 миллионных долей видимой полусферы Солнца» [24]. Различают три стадии развития центра активности: начальную (до появления группы пятен), активную и конечную. Наиболее детально изучена активная стадия жизни центра активности, менее всего — конечная.

Развитие центра активности непосредственно связано с эволюцией солнечных пятен, что наиболее отчетливо проявляется в активной стадии. Солнечные пятна зарождаются в фотосфере, а магнитное поле пятен распространяется в хромосферу и в корону. Поскольку плотность плазмы быстро падает с высотой, картина фотосферных магнитных полей хотя и находит свое отражение в верхней атмосфере Солнца, но значительно «размазывается». Если в фотосфере кинетическая энергия плазмы больше магнитной, то в верхней атмосфере Солнца имеет место обратное соотношение, и магнитное поле контролирует движение плазмы. Корона над окрестностью солнечного пятна горячее, чем в других местах, и излучает интенсивную рентгеновскую радиацию.

Наиболее эффектное явление, наблюдаемое в центрах активности, заключается в выделении направленной кинетической энергии порядка  $10^{25}$ — $10^{26}$  Дж за сравнительно короткое время ( $\sim 10^3$  с). Это явление называют солнечной вспышкой. Пока еще не создано удовлетворительной теории солнечных вспышек, которая объясняла бы процесс накопления столь значительной энергии и обосновывала существование спускового механизма высвобождения накопленной энергии.

Солнечные вспышки сопровождаются интенсивным излучением в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах частот, а также и радиоизлучением. При солнечных вспышках в корону выбрасываются облака плазмы, которая иногда преодолевает притяжение Солнца и распространяется в межпланетное пространство. Некоторые солнечные вспышки являются источниками протонов с энергией  $10^7$ — $10^9$  эВ. Эти вспышки обычно называют протонными. Имеются указания на то, что солнечные вспышки связаны с перестройкой магнитных полей в центрах активности. Этот факт обычно используют при построении моделей солнечных вспышек.

Возвращаясь к вопросу о переменности Солнца,

можно отметить, что она связана с эволюцией центров активности, в которых определяющую роль играют магнитные поля. Солнце без преувеличения является переменной магнитной звездой. Другое дело, что переменный поток энергии от Солнца более чем на четыре порядка меньше потока лучистой энергии, который с течением времени практически не меняется [43] (см. § 5.4). Только близость Земли к Солнцу обуславливает заметное влияние относительно слабого переменного излучения Солнца на некоторые геофизические процессы.

### § 3.2. ИНДЕКСЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Под термином «солнечная активность» понимается вся совокупность изменений в атмосфере Солнца, которая в конечном счете проявляется вблизи орбиты Земли в форме рентгеновского и ультрафиолетового излучения, радиоизлучения, в форме корпускулярных потоков и межпланетного магнитного поля. Вариации солнечной активности, как это следует из предыдущего параграфа, непосредственным образом связаны с эволюцией групп солнечных пятен, образующих центры активности.

Солнечные пятна относительно просто наблюдать, поэтому уровень запятненности солнечного диска издавна был положен в основу определения характеристик солнечной активности. Следует заметить, что хотя процессы в верхней атмосфере Солнца существенно контролируются процессами в фотосфере, из-за недостаточности наблюдательных данных пока не получено не только количественного, но даже достаточно надежного качественного соответствия между явлениями в фотосфере и в солнечной короне. Это обстоятельство накладывает ограничения на использование для определения характеристик солнечной активности наблюдений с поверхности Земли.

С другой стороны, данные прямых космических измерений охватывают всего около 20 последних лет, а наземные наблюдения солнечного диска систематически ведутся уже более двух столетий. Поэтому индексы солнечной активности, выведенные на основе

наземных наблюдений солнечного диска, незаменимы для статистических исследований солнечно-земных связей.

Наиболее распространенный индекс солнечной активности — относительное число солнечных пятен. В отечественной литературе относительные числа солнечных пятен чаще называют числами Вольфа. Этому индексу предшествовал более простой — число солнечных пятен на видимом диске Солнца, на основании которого еще в 1843 г. был обнаружен 11-летний цикл солнечных пятен.

Числа Вольфа  $W$  определяют по формуле

$$W = k (10g + f),$$

где  $g$  — число групп пятен на видимом солнечном диске,  $f$  — число пятен (включая ядра и поры) во всех группах. Значение коэффициента  $k$  зависит от многих факторов: особенностей методики наблюдений, условий видимости в момент наблюдения, индивидуальных особенностей наблюдателя и др. Численное значение  $k$  обычно получают из сравнения различных рядов наблюдений.

Числа Вольфа являются довольно субъективной характеристикой солнечной активности. Даже у одного опытного наблюдателя система определения  $W$  может со временем измениться. Поэтому в Цюрихе, где индекс  $W$  определяется регулярно с 1749 г. в целях сохранения однородности ряда  $W$ , были организованы длительные одновременные наблюдения солнечных пятен основным наблюдателем и его преемником и сравнение этих наблюдений. В последние десятилетия цюрихские числа Вольфа выводятся путем приведения данных многих обсерваторий мира к системе Цюриха. Но даже в этом случае нет полной уверенности в том, что цюрихский ряд  $W$  является однородным.

В силу усреднения представляются достаточно надежными среднемесячные, а тем более среднегодовые значения  $W$ , в то время как ежедневные значения чисел Вольфа определенно ненадежны по тем причинам, о которых говорилось выше. Цюрихские данные об относительных числах солнечных пятен за 1749—1971 гг. приведены в работе [23], а за более поздние годы зна-

чения  $W$  можно получить по материалам, которые публикуются в цюрихском издании «Quarterly Bulletin on Solar Activity».

Более объективным, по сравнению с числами Вольфа, индексом солнечной активности является суммарная площадь солнечных пятен, исправленная за перспективное сокращение по формуле

$$S = \sum_i S_i \sec \theta_i,$$

где  $S_i$  — площадь  $i$ -го пятна;  $\theta = \arcsin (r_i/R)$ ;  $R$  — радиус видимого солнечного диска;  $r_i$  — расстояние от его центра до рассматриваемого пятна. Обычно эту площадь выражают в миллионных долях видимой полушеры Солнца. Между индексами  $S$  и  $W$  существует довольно тесная статистическая связь, характеризующая коэффициентом корреляции, равным  $+0,85$ . Уравнение регрессии  $W$  на  $S$  имеет вид [24]

$$S = 16,7 W,$$

причем численный коэффициент при  $W$  испытывает изменения с ходом 11-летнего цикла. Наиболее длинный ряд суммарных площадей солнечных пятен, который считается однородным, получен в Гринвиче по данным наблюдений Гринвичской обсерватории, а также обсерваторий в Индии и Южной Африке. Этот ряд охватывает период с 1874 по 1961 г.

Имеется еще несколько индексов, основанных на наблюдениях солнечных пятен. Эти индексы рассмотрены в монографии Ю. И. Витинского [23]. Они не имеют такого широкого распространения, как два описанных выше индекса, и введены относительно недавно разными авторами чаще всего для каких-нибудь конкретных статистических исследований. Принципиальный недостаток как индексов  $W$  и  $S$ , так и различных образований от них состоит в том, что они являются характеристиками пятнообразующей деятельности Солнца, что, вообще говоря, не совпадает с изменениями солнечной активности в том смысле, как она определена в начале настоящего параграфа. Это отчетливо будет видно дальше при статистическом анализе изменений чисел



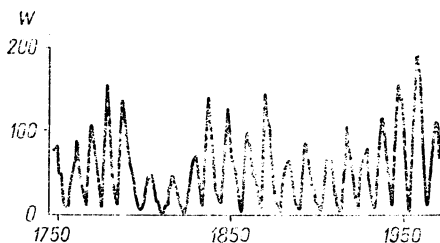


Рис. 3.1. Изменение чисел Вольфа в 1749—1974 гг.

Вольфа и при сопоставлении их с характеристиками проявлений солнечной активности вблизи орбиты Земли.

В последнее время довольно широкое распространение получил индекс солнечной активности, основанный на значениях потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10,7 см, выраженного в единицах  $10^{-22} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$  [81]. Ряд значений этого индекса за 1948—1971 гг. получен в Оттаве (Канада). Примечательно, что изменения плотности потока радиоизлучения на длине волны 10,7 см и относительных чисел солнечных пятен имеют тесную корреляционную связь: коэффициент корреляции равен  $+0,98$  [24].

Несколько индексов введено для описания солнечной активности по данным о процессах, происходящих в хромосфере и в солнечной короне. Это, в первую очередь, индексы солнечных вспышек. К сожалению, все они недостаточно хорошо разработаны с количественной стороны, чтобы давать однородные ряды, которыми можно пользоваться на практике.

Наиболее отличительной особенностью изменений со временем чисел Вольфа  $W$  является 11-летняя цикличность, о которой уже шла речь. На рис. 3.1 показаны изменения  $W$  от года к году по данным работы [23]. Общепринята нумерация 11-летних циклов, в которой нулевой номер присвоен 11-летнему циклу с эпохой максимума 1750,3. Среднюю продолжительность 11-летнего цикла считают равной 11,1 года, что составляет сущность закона Швабе — Вольфа. В то же время длина 11-летнего цикла испытывает довольно сильные колебания: при определении по эпохам минимумов длина

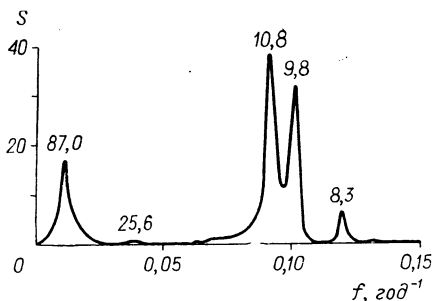


Рис. 3.2. Спектр изменений  $W$  в 1749—1974 гг.

циклов изменяется от 9,0 до 13,6 года, а по эпохам максимумов — от 7,3 до 17,1 года [23]. Высота циклов также варьирует в широких пределах: от 45,8 в 6-м цикле по цюрихской нумерации до 189,9 в 19-м цикле (по среднегодовым значениям).

Имеются попытки аналитического представления изменений  $W$  в 11-летнем цикле, но все они справедливы с некоторыми оговорками, поскольку полученные формулы не являются общими для всех циклов без исключения. Такие представления имеют определенный смысл для проблемы предсказания солнечной активности, но их обоснование носит чисто статистический характер. Интересно, что далеко не все характеристики солнечной активности обнаруживают простой 11-летний цикл. Например, в изменении от года к году числа протонных вспышек наблюдаются два максимума в 11-летнем цикле [24].

На рис. 3.2 показан спектр изменений чисел Вольфа с 1749 по 1974 г. Видно, что в спектре  $W$  11-летний цикл представлен триплетом пиков, локализованных на частотах, соответствующих периодам 10,8; 9,8 и 8,3 года. То, что спектральный анализ  $W$  по методу максимальной энтропии обнаруживает тонкую структуру 11-летнего цикла, показано также в работе [145]. Кроме того, длина среднего 11-летнего цикла, согласно рис. 3.2, заведомо меньше 11,1 года. В Приложении отмечено, что к числу недостатков ММЭ относится то, что в экспериментах с использованием метода Бурга не всегда сохраняется локализация пиков по частоте и может

происходить их спонтанное расщепление, но, думается, что не это является причиной тонкой структуры среднего 11-летнего цикла.

Из рис. 3.1 и 3.2 следует, что 11-летний цикл преобладает в изменениях чисел Вольфа. 22-летний магнитный цикл активности Солнца, имеющий вполне реальный физический смысл, в спектре  $W$  проявляется очень слабо. Высота пика, соответствующего периоду 25,6 года, примерно в 50 раз меньше высоты пиков 11-летнего цикла. Определенно можно сказать, что 22-летний цикл на основании статистического анализа изменений  $W$  обнаруживается весьма ненадежно [23].

Если 11- и 22-летний циклы солнечной активности в течение уже долгого времени считаются надежно установленными (не только по данным об изменениях чисел Вольфа!), то относительно более низкочастотных изменений солнечной активности вплоть до последнего времени существуют различные мнения. Это касается прежде всего значения характерного времени низкочастотных изменений и связано с тем, что надежные наблюдательные данные имеются всего для 200 лет с небольшим. Для определения длинных циклов солнечной активности могут быть использованы данные, полученные Д. Шове на основе исторических сведений о наблюдениях солнечных пятен и полярных сияний за последние 2000 лет, хотя эти данные в значительной мере носят качественный характер [23]. Тем не менее анализ ряда Шове подтверждает реальность наличия в изменениях  $W$  длинных циклов, в частности так называемого 80—90-летнего цикла. Длина этого цикла, как будет показано в следующей главе (в литературе об этом тоже имеются неоднократные упоминания), менялась довольно значительно даже за последние два столетия. Для данных за 226 лет (1749—1974 гг.), которые использованы для построения спектра, изображенного на рис. 3.2, средняя длина 80—90-летнего цикла составляет 87,0 лет. Обращает на себя внимание тот факт, что пик, соответствующий компоненте в  $W$  с периодом 87,0 лет, имеет высоту, сравнимую с высотой пиков 11-летнего цикла. Достаточно эффективно 80—90-летний цикл в изменениях чисел Вольфа выявляется путем сглаживания исходного ряда  $W$  11-летними скользящими средними.

По цюрихским данным об относительных числах солнечных пятен практически невозможно сделать вывод о существовании в изменениях  $W$  циклов, продолжительность которых значительно превышает 100 лет. Как следует из рис. 3.2, даже спектральный анализ по методу максимальной энтропии, позволяющий рассматривать сравнительно короткие временные ряды, не обнаруживает в изменениях чисел Вольфа циклов, длина которых превышает 87 лет. Можно легко убедиться, что сглаженные 11-летними скользящими средними изменения  $W$  с 1749 по 1974 г. характеризуются некоторым трендом в дополнение к 80—90-летнему циклу. Такой тренд нелинеен, в первом приближении он может быть аппроксимирован квадратичной функцией времени. Эту параболу при желании можно интерпретировать как проявление в ограниченном интервале времени гипотетического 600-летнего цикла солнечной активности, упоминание о котором имеется у некоторых авторов. Цикл со средней продолжительностью 554 года обнаруживается по данным Шове [24]. Статистическое обоснование и 600-летнего цикла, и других циклов, длина которых предполагается промежуточной между 100 и 600 годами, оставляет желать лучшего, поэтому использование их для каких-нибудь конкретных сопоставлений и выводов нецелесообразно.

### § 3.3. СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР

Солнечная корона является самой внешней частью атмосферы Солнца, через которую осуществляется непосредственная связь процессов, происходящих на Солнце, с процессами в межпланетной среде и в земной атмосфере. Корональная плазма имеет температуру порядка  $10^6\text{K}$  и электронную концентрацию у основания  $10^8\text{—}10^9\text{ см}^{-3}$  и порядка  $10^5\text{ см}^{-3}$  на гелиоцентрическом расстоянии  $3R_{\odot}$ . Условно принято считать, что нижняя граница короны располагается на расстоянии  $1,03 R_{\odot}$  от центра Солнца.

До недавнего времени изучение короны ограничивалось только наблюдениями в периоды полных солнечных

пых затмений. Лишь в последние годы благодаря использованию новых астрономических инструментов и методов (внезатменного коронографа, радиоастрономических измерений и т. д.) стали возможны систематические наблюдения короны. Эти наблюдения выявили, что корона по своему составу крайне неоднородна. В отдельных областях имеют место значительные градиенты температуры, а также весьма быстрое ее изменение с течением времени. Внеатмосферные наблюдения солнечной короны в мягких рентгеновских лучах обнаружили протяженные долгоживущие корональные структуры, отличающиеся отсутствием эмиссии, сравнительно низкой температурой (пониженной яркостью) и открытой конфигурацией магнитных полей. Эти структуры характеризуются также устойчивым вращением с синодическим периодом около 27 суток. Они получили название «корональные дыры» [169].

Есть все основания считать, что различные корональные структуры обусловлены прежде всего особенностями корональных магнитных полей. Причем это предположение основано, скорее, не на результатах прямых измерений, а на теоретических оценках с учетом данных о фотосферных магнитных полях.

В 1958 г. Э. Паркер [144] (см. также [57]) показал, что солнечная корона не может находиться в стационарном состоянии, а должна расширяться по законам гидродинамики. Несколько раньше С. Чепмен в рамках статической модели, используя уравнения гидростатического равновесия и теплопроводности, пришел к выводу, что внешняя атмосфера Солнца простирается вплоть до орбиты Земли. Так что Земля с ее атмосферой погружена в горячий корональный газ, движущийся радиально от Солнца. Такое направленное истечение плазмы от Солнца получило название «солнечный ветер».

Расчеты Паркера основаны на уравнениях динамики

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p - \rho \mathbf{g} \quad (3.1)$$

и неразрывности

$$\nabla(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (3.2)$$

с граничными условиями у основания короны согласно наблюдательным данным. В сферической гелиоцентри-

ческой системе координат уравнения (3.1) и (3.2) можно записать в виде

$$\rho V \frac{\partial V}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial r} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2}; \quad (3.3a)$$

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho V) = 0, \quad (3.3б)$$

где  $V$  — скорость радиального движения солнечной плазмы;  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность;  $G$  — гравитационная постоянная. Третьим уравнением системы является закон сохранения энергии с учетом весьма неопределенного процесса подогревания короны снизу. Э. Паркер упростил проблему, предположив, что давление и плотность связаны политропным законом

$$p = p_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma},$$

где  $\gamma$  — постоянная. Кроме того, предполагалось, что уравнение состояния плазмы имеет простой вид

$$p = 2nkT,$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $n$  — концентрация, причем температура  $T = (T_e + T_p)/2$  остается постоянной;  $T_e$  и  $T_p$  — соответственно температуры электронной и протонной компонент плазмы. Эти предположения позволяют свести систему (3.3) к уравнению относительно скорости направленного движения солнечной плазмы [110]

$$\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dr} \left( V^2 - \frac{2kT}{m} \right) = \frac{4kT}{mr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2}. \quad (3.4)$$

Здесь  $m = \rho/n$  — средняя масса частиц солнечного ветра. Уравнение (3.4) допускает четыре класса решений, которые представляют зависимость  $V/V_c$  от  $r/r_c$ , где

$$V_c = \left( \frac{2kT}{m} \right)^{1/2}; \quad r_c = \frac{GM_{\odot}m}{4kT}.$$

На рис. 3.3 показаны возможные типы решений уравнения (3.4) [110], из которых класс 2, как было сразу

предположено Паркером и подтверждено впоследствии космическими экспериментами, в наибольшей мере отвечает действительности.

Для изометрической короны с температурой, равной  $10^6\text{K}$ , скорость истечения плазмы у основания короны по расчетам Э. Паркера составляет около  $0,7\text{ км/с}$ , затем она быстро возрастает и на гелиоцентрическом расстоянии порядка  $10 R_{\odot}$  становится сверхзвуковой и в дальнейшем увеличивается слабо. Вблизи орбиты Земли скорость солнечного ветра при этих условиях достигает  $500\text{ км/с}$ , плотность частиц составляет  $7\text{ см}^{-3}$ . Ряд последующих моделей солнечного ветра рассмотрен в монографии А. Хундхаузена [110].

Первые потоки солнечной плазмы были непосредственно измерены в межпланетном пространстве в 1959 г. на советских космических аппаратах (КА) «Луна-2» и «Луна-3». В дальнейшем параметры солнечного ветра измерялись на советских и американских КА типа «Венера», «Маринер», «Вела», «ИМП» и др. В общих чертах теория солнечного ветра получила экспериментальное подтверждение, хотя были обнаружены некоторые расхождения с теоретическими оценками и ряд особенностей, не предсказанных теорией. Основные результаты космических исследований солнечного ветра сводятся к следующему.

Солнечный ветер представляет собой направленный почти радиально от Солнца поток нейтральной плазмы, основная часть кинетической энергии которой связана с протонами и в меньшей мере с  $\alpha$ -частицами. Скорость плазмы солнечного ветра, концентрация частиц, следовательно, и поток являются достаточно переменными величинами. Обычно наблюдаемые вариации скорости солнечного ветра  $V$  находятся примерно в пределах от  $300$  до  $800\text{ км/с}$ , а изменения концентрации протонов — в интервале от единиц до десятков частиц на  $1\text{ см}^3$ . При-

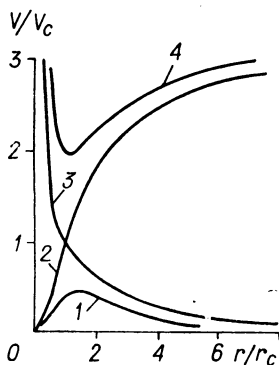


Рис. 3.3. Схема топологии решения задачи об изотермическом расширении солнечной короны.

чем характерное время этих вариаций несколько дней. Спокойный солнечный ветер имеет следующие значения параметров [43]:  $V_p = V_e = 320$  км/с,  $n_p = n_e = 8$  см<sup>-3</sup>,  $T_p = 4 \cdot 10^4$  К,  $T_e = 10^5$  К (здесь индекс  $p$  обозначает протонные характеристики, а индекс  $e$  — электронные). Концентрация  $\alpha$ -частиц в солнечном ветре около 5% от концентрации протонов. Плотность энергии направленного движения протонов  $m_p n_p V_p^2/2$  в спокойном солнечном ветре почти на два порядка превосходит плотность магнитной энергии и еще больше плотность энергии теплового движения  $n_p kT$  ( $k$  — постоянная Больцмана). Следовательно, динамические свойства межпланетной среды определяются динамикой плазмы солнечного ветра.

Анализ ряда почти непрерывных измерений параметров солнечного ветра в течение многих оборотов Солнца показал устойчивую повторяемость высокоскоростных потоков с периодом, равным синодическому периоду вращения Солнца вокруг своей оси. Этот результат свидетельствует о том, что на непрерывное (спокойное) расширение солнечной короны накладываются рекуррентные высокоскоростные потоки солнечной плазмы, возникающие в локализованных областях короны. Есть основания считать, что происхождение высокоскоростных потоков в солнечном ветре связано с корональными дырами [44].

Определенной связи между характером изменений различных параметров солнечного ветра не установлено. Например, по измерениям на одних КА скорость солнечного ветра  $V$  и концентрация протонов  $n_p$  имеют линейную антикорреляцию, иногда считают, что антикорреляцию можно представить в виде  $n_p \sim V^{-1,5}$ , а в других случаях определенной связи между изменениями  $V$  и  $n_p$  не обнаружено вообще [159]. Следует заметить, что антикорреляция  $V$  и  $n_p$  не согласуется с теорией Паркера, которая достаточно хорошо описывает спокойное расширение солнечной короны. В действительности же солнечный ветер представляет собой более сложное явление, и его теория в последнее время пересматривается с учетом новых наблюдательных данных о физических процессах в короне.

Существование рекуррентных высокоскоростных потоков солнечной плазмы позволяет объяснить возник-



поведение наблюдаемых межпланетных ударных волн, на фронте которых обычно имеет место повышение концентрации частиц в то время, когда нарастает скорость. Для возмущений, обусловленных солнечными вспышками, характерно приблизительно двукратное увеличение концентрации протонов (обычно от 5 до  $10 \text{ см}^{-3}$ ), средней температуры (от  $4 \cdot 10^4$  до  $8 \cdot 10^4 \text{ К}$ ), межпланетного магнитного поля (от  $10 \cdot 10^{-9}$  до  $20 \cdot 10^{-9} \text{ Т}$ ), а также возрастание скорости протонов от 350 до 425 км/с. Ударная волна распространяется относительно солнечного ветра со скоростью до 100 км/с [43].

Особый интерес представляет вопрос о распространении в межпланетном пространстве протонов с энергией до  $10^9 \text{ эВ}$ , которые образуются в результате солнечных протонных вспышек. Если солнечный ветер в силу своей электрической нейтральности движется от Солнца радиально, то заряженный поток протонов вблизи земной орбиты распространяется вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля, т. е. примерно под углом  $45^\circ$  к линии Земля — Солнце [87]. Концентрация протонов высокой энергии намного меньше концентрации частиц плазмы солнечного ветра и составляет примерно  $10^{-10}$ — $10^{-7} \text{ см}^{-3}$  [1], тем не менее в отдельные периоды плотность энергии релятивистских протонов может достигать (иногда и превышать) плотности энергии солнечного ветра.

### § 3.4. МЕЖПЛАНЕТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

В той же работе [144], в которой была рассмотрена динамика расширения солнечной короны, Э. Паркер высказал предположение, что радиальные потоки солнечной плазмы должны выносить в собой в межпланетное пространство солнечные магнитные поля. Действительно, уже отмечалось, что вблизи земной орбиты плотность энергии направленного движения солнечного ветра почти на два порядка превосходит плотность магнитной энергии. Так как и интенсивность магнитного поля и концентрация частиц изменяются пропорционально  $1/r^2$ , то соотношение между плотностями кинетической энергии и магнитной энергии сохраняется и

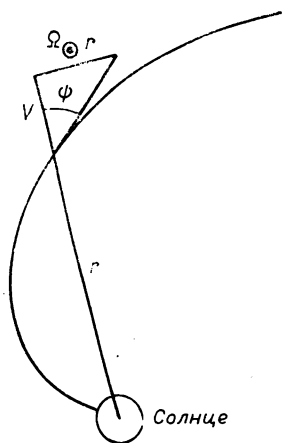


Рис. 3.4. К определению формы силовых линий ММП.

в верхней атмосфере Солнца. Тем самым удовлетворяется условие вмороженности магнитных полей в обладающую высокой электропроводностью солнечную плазму. Конечно, это наблюдается не во всех областях солнечной атмосферы. Некоторые области характеризуются повышенной интенсивностью магнитных полей. Надо думать, что только фоновые магнитные поля Солнца, имеющие в атмосфере интенсивность порядка  $10^{-4}$  Т, выносятся в межпланетное пространство, поскольку над активными областями плотность магнитной энергии превосходит плотность кинетической энергии плазмы.

Существует мнение [1], что сильные магнитные поля в активных областях играют роль «ловушек», из которых плазма выбрасывается только тогда, когда она накопит достаточное количество энергии (тепловой и кинетической). Такой процесс, вероятно, имеет место в хромосфере, и его результатом является вспышечная активность Солнца.

Из-за вращения Солнца вокруг своей оси силовые линии магнитного поля, выносимого солнечным ветром с некоторой части поверхности Солнца, принимают форму архимедовых спиралей. Уравнение спирали можно получить следующим образом [110]. Положение любой точки на спирали характеризуется ее радиус-вектором  $r$  и углом  $\varphi$  между начальным направлением радиус-вектора и его направлением в данный момент времени (рис. 3.4). Связь между  $r$  и  $\varphi$  описывается уравнением

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{dr}{d\varphi} = \frac{V_r}{V_\varphi} = \frac{V}{\Omega_\odot r}, \quad (3.5)$$

где  $V_r = V$  — радиальная скорость солнечного ветра;  
 $V_\varphi = \Omega_\odot r$  — азимутальная скорость;  $\Omega_\odot \approx 2,7 \cdot$

•  $10^{-6} \text{ с}^{-1}$  — угловая скорость вращения Солнца на экваторе. Из (3.5) следует, что

$$r - r_0 = \frac{V}{\Omega_{\odot}} (\varphi - \varphi_0). \quad (3.6)$$

В (3.6) значения  $r_0$  и  $\varphi_0$  зависят от начала системы отсчета. Угол, образуемый между направлением межпланетного магнитного поля (ММП) и линией Земля—Солнце, согласно рис. 3.4, определяется как

$$\psi = \arctg \frac{\Omega_{\odot} R}{V},$$

где  $R \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}$  — радиус земной орбиты. При скорости солнечного ветра  $V = 400 \text{ км/с}$  имеем  $\psi = 45^\circ$ .

Измерения, проведенные с помощью магнитометров, установленных на различных КА, показали правильность предположения Э. Паркера. Вблизи земной орбиты средняя величина ММП составляет 5—10  $\gamma$  ( $1\gamma = 10^{-9} \text{ Т}$ ). Как правило, ММП обладает всеми тремя пространственными компонентами, хотя перпендикулярная к плоскости эклиптики компонента значительно меньше радиальной и азимутальной. Анализ результатов определений параметров ММП с помощью КА дан в работе [114].

В большинстве измерений на КА межпланетное магнитное поле направлено вдоль архимедовых спиралей. Вертикальная составляющая бывает обычно порядка  $1\gamma$ , причем большую часть времени она направлена на юг.

На основе анализа данных о межпланетном магнитном поле с использованием метода паложения эпох в 1965 г. была открыта секторная структура ММП [177]. Оказывается, что в течение одного оборота Солнца межпланетное поле вблизи Земли до четырех раз меняет свое направление, т. е. в какие-то периоды из 27 дней радиальная компонента ММП направлена от Солнца, а в остальное время — преимущественно к Солнцу. Более того, такое разбиение межпланетного пространства на несколько (чаще всего на четыре, три или два) секторов с разным направлением ММП устойчиво во времени и сохраняется в течение нескольких оборотов Солнца. Непосредственное сопоставление карт магнит-

ных полей Солнца, построенных на основе наблюдений обсерватории Маунт-Вилсон, с секторной структурой ММП, смещенной на 4,5 суток (время, необходимое для того, чтобы солнечный ветер со средней скоростью 400 км/с распространился на расстояние от Солнца до Земли), показало хорошее согласие между ними [156].

Источником секторной структуры в межпланетном магнитном поле являются солнечные униполярные магнитные области, представляющие собой крупномасштабные морфологические особенности фоновых фотосферных полей. Протяженность по долготе типичных униполярных областей составляет около  $90^\circ$ . Униполярные области наиболее сильно развиты и наиболее долговечны на спаде 11-летнего цикла солнечной активности. В это же время в межпланетном магнитном поле чаще всего наблюдается четыре сектора с достаточно контрастными границами. В остальное время 11-летнего цикла униполярные области неустойчивы, поэтому для ММП характерно наличие преимущественно двух секторов.

Секторная структура является крупномасштабной пространственной особенностью межпланетного магнитного поля в том смысле, что измерения на КА вблизи Земли в течение нескольких дней позволяют обнаруживать преимущественно одно направление межпланетного поля (например, от Солнца), хотя в отдельных случаях могут показывать противоположное направление ММП. Униполярные области присущи низким и средним гелиографическим широтам, поэтому, вероятнее всего, секторная структура — это особенность ММП только вблизи плоскости эклиптики. -

### § 3.5. МАГНИТОСФЕРА ЗЕМЛИ

Поскольку плазма солнечного ветра обладает высокой электропроводностью (порядка  $10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ), геомагнитное поле представляет для потока плазмы препятствие, которое она обтекает, поджимая силовые линии геомагнитного поля с дневной стороны и вытягивая их в виде длинного хвоста с ночной стороны (см. рис. 3.5). Таким образом, космическое пространство вблизи Земли может быть условно разделено на две

области: 1) межпланетное пространство, где давление солнечного ветра  $2m_p n_p V^2$  превышает давление геомагнитного поля  $B^2/2\mu$ ; 2) магнитосфера, где сосредоточено искаженное солнечным ветром геомагнитное поле и  $B^2/2\mu > 2m_p n_p V^2$ . Границу магнитосферы — магнитопаузу — можно определить из условия равенства давлений

$$2m_p n_p V^2 \cos^2 \chi = B^2/2\mu, \quad (3.7)$$

где  $\chi$  — угол между нормалью к границе и направлением потока плазмы. Полагая для спокойного солнечного ветра  $V = 300$  км/с,  $n_p = 5$  см<sup>-3</sup>, находим, что в точке в экваториальной плоскости, в которой выполняется условие равенства давлений,  $B = 60\gamma$ . Учитывая, что на экваторе магнитопаузы, представляющей собой токовый слой, тангенциальная компонента магнитного поля удваивается, тогда как нормальная компонента равна нулю, получаем, что интенсивность геомагнитного поля в лобовой точке магнитопаузы составляет  $30\gamma$ . В предположении, что геомагнитное поле является полем диполя, находим, что лобовая точка магнитопаузы удалена от центра Земли примерно на  $10 R_E$  ( $R_E$  — радиус Земли).

Основным уравнением для определения формы магнитосферы является выражение (3.7) равенства давлений солнечного ветра и геомагнитного дипольного поля [1]. Проще всего задача о формировании магнитосферы решается в предположении, которое впервые использовали С. Чепмен и В. Ферраро [1], что частицы солнечного ветра зеркально отражаются на границе магнитосферы и солнечный ветер не несет в себе магнитного поля. Собственно, эти предположения и приводят к уравнению (3.7).

Сравнение с результатами космических измерений показало, что теория Чепмена—Ферраро удовлетворительно объясняет форму магнитопаузы и расстояние до нее с дневной стороны, но не в состоянии объяснить формирование протяженного магнитосферного хвоста, который представляет собой почти цилиндрический пучок силовых линий геомагнитного поля, вытянутый в противосолнечном направлении. По теории Чепмена—Ферраро, тепловое давление частиц солнечного ветра, которое составляет примерно 1% от динамического давле-

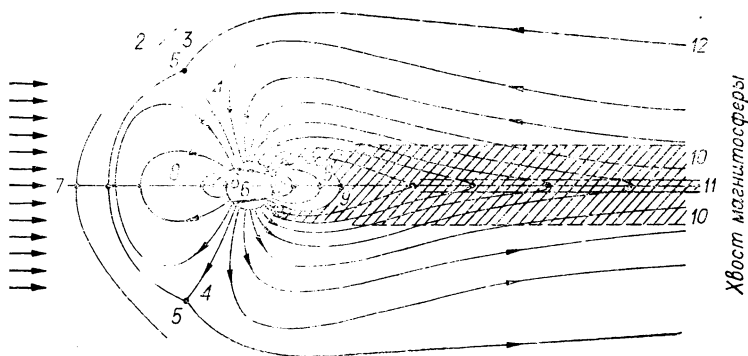


Рис. 3.5. Меридиональное сечение магнитосферы Земли [24].

1 — солнечный ветер; 2 — отошедшая ударная волна; 3 — переходная область; 4 — дневные полярные каспы; 5 — нейтральные точки; 6 — авроральные овалы; 7 — геомагнитный экватор; 8 — область захваченной радиации (внутренняя магнитосфера); 9 — ночной касп; 10 — плазменный слой; 11 — нейтральный слой; 12 — магнитопауза.

ния, приводит к тому, что магнитосферный хвост должен быть вытянут всего на  $20-40 R_E$ .

Магнитогидродинамический подход к проблеме столкновения солнечного ветра с магнитным полем земного диполя не только обеспечивает согласие теории с экспериментальными данными относительно длины магнитосферного хвоста, но и объясняет другие интересные явления — например, образование отошедшей ударной волны и переходной области между ударной волной и магнитопаузой. В переходной области плазма солнечного ветра в значительной мере термализуется и обладает следующими характеристиками:  $n_p = 15 \text{ см}^{-3}$ ,  $V_p = 250 \text{ км/с}$ ,  $T_p = 10^6 \text{ К}$ ,  $T_e = 5 \cdot 10^5 \text{ К}$ . Кроме того, в переходной области поток отклоняется на  $20^\circ$  от линии Солнце — Земля [43].

Экспериментальные данные, накопленные в результате целенаправленных исследований околоземного космического пространства с помощью КА, позволяют в общих чертах представить строение магнитосферы (рис. 3.5). Солнечный ветер благодаря магнитогидродинамическому взаимодействию с геомагнитным полем «сдувает» часть силовых линий поля с дневной стороны на ночную, в хвост магнитосферы. При этом на дневной

стороне северной и южной полярных шапок Земли образуются воронкообразные области, отделяющие замкнутые силовые линии на дневной стороне магнитосферы от разомкнутых силовых линий, уходящих в хвост. Эти области называются дневными полярными каспами. Через полярные каспы плазма переходного слоя может сравнительно легко проникать к поверхности Земли вдоль силовых линий магнитного поля. Геомагнитные силовые линии, уходящие в хвост и в магнитопаузу, выходят из областей в полярных шапках, которые называются авроральными овалами.

Хвост магнитосферы имеет в поперечном сечении форму овального цилиндра, причем силовые линии магнитного поля направлены к Земле в верхней (северной) части цилиндра и от Земли в нижней (южной) части. Между этими двумя частями расположен нейтральный слой, в котором существует небольшое магнитное поле поперек хвоста. Нейтральный слой окружен плазменным слоем, содержащим протоны и электроны с концентрацией около  $1 \text{ см}^{-3}$ . В плоскости нейтрального слоя ширина магнитосферного хвоста  $\sim 40 R_E$ , в перпендикулярной к слою плоскости  $\sim 60 R_E$ . Толщина плазменного слоя около  $5 R_E$  в центре хвоста и  $8\text{—}12 R_E$  вблизи утренней и вечерней границ хвоста. Ближайшая к Земле граница плазменного слоя располагается на расстоянии  $10\text{—}12 R_E$  от центра Земли в спокойные периоды и на расстоянии  $5\text{—}6 R_E$  во время возмущений. Толщина нейтрального слоя имеет порядок  $0,1\text{—}1 R_E$  [24].

Ближайшая к Земле область внутренней магнитосферы — плазмосфера, которая вращается вместе с Землей. Плазмосфера в среднем простирается до высоты  $5 R_E$ , но не симметрична относительно плоскости утро — вечер. Она содержит тепловые частицы, концентрация которых имеет порядок  $10\text{—}100 \text{ см}^{-3}$ , а на внешней границе (на плазмопаузе) понижается до  $1\text{—}10 \text{ см}^{-3}$  [43]. Нижней границей плазмосферы служит ионосфера, где на высоте около  $300 \text{ км}$  концентрация заряженных частиц порядка  $10^6 \text{ см}^{-3}$ .

Замкнутые силовые линии геомагнитного поля ограничивают область захваченной радиации; в эту область входит и плазмосфера. Захваченные заряженные частицы образуют так называемые радиационные пояса, рас-

положенные на разных расстояниях от Земли в зависимости от рода частиц (электроны, протоны) и их энергии. Движение частиц в радиационных поясах имеет азимутальную компоненту вокруг Земли. Так как частицы разных знаков дрейфуют в противоположном направлении (протоны к западу, электроны к востоку), то в результате такого дрейфа возникает кольцевой электрический ток, опоясывающий Землю. Изменения этого тока ответственны за понижение геомагнитного поля на экваторе в период магнитных бурь, т. е. за так называемую  $D_{st}$ -вариацию геомагнитного поля [1].

Определяющее влияние на развитие правильных представлений о характере магнитосферных процессов оказала гипотеза пересоединения силовых линий геомагнитного поля и межпланетного магнитного поля [92] (см. также [173]), согласно которой направленная к югу компонента ММП соединяется с геомагнитным полем, образуя нейтральные точки на лобовой части магнитосферы и в ее хвосте. Одно из важных следствий пересоединения магнитных силовых линий — появление нормальной к магнитопаузе компоненты магнитного поля  $b_n$ . Величину этой компоненты  $b_n$  можно оценить в предположении, что магнитный поток  $M_p$  из полярной шапки привязан к ММП вдоль поверхности  $S_{xв}$  хвоста.

Пусть  $r_p$  — радиус полярной шапки, а  $B_p$  — магнитное поле в ней, тогда

$$M_p = \pi r_p^2 B_p.$$

Если  $L_{xв}$  — длина хвоста и  $R_{xв}$  — его радиус, то, считая поверхность хвоста цилиндрической, имеем

$$S_{xв} = 2\pi R_{xв} L_{xв}.$$

Следовательно,

$$b_n = \frac{M_p}{0,5S_{xв}} = \frac{r_p^2 B_p}{R_{xв} L_{xв}}.$$

Полагая  $r_p = 1,66 \cdot 10^6$  м ( $15^\circ$  по широте),  $B_p = 0,55 \cdot 10^{-4}$  Т,  $R_{xв} = 20 R_E = 1,28 \cdot 10^8$  м,  $L_{xв} = 500 R_E = 3,19 \cdot 10^9$  м, получаем следующую оценку для величины  $b_n$ :



$$b_n = 0,37 \cdot 10^{-9} \text{ Т} = 0,37 \gamma.$$

Для сравнения заметим, что магнитное поле в хвосте вблизи Земли приблизительно равно

$$B_{\text{хв}} = \frac{M_p}{0,5\pi R_{\text{хв}}^2} = \frac{2r_p^2 B_p}{R_{\text{хв}}^2} = 19 \gamma.$$

Взаимодействие солнечного ветра, имеющего скорость  $V$ , с магнитным полем  $b_n$  приводит к появлению ЭДС  $E = V \times b_n$  на магнитопаузе. При  $V = 400 \text{ км/с}$  получаем

$$E = V \cdot b_n = 1,48 \cdot 10^{-4} \text{ В/м.}$$

Полная разность потенциалов поперек хвоста (в направлении с утра на вечер) равна

$$\Delta\Phi = E\pi R_{\text{хв}} = 60 \text{ кВ},$$

а электрическое поле в полярной шапке имеет порядок

$$E_p = \frac{\Delta\Phi}{2r_p} = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ В/м.}$$

Такой величины электрическое поле действительно обнаружено прямыми измерениями. Это электрическое поле, порожденное появлением положительного пространственного заряда на утренней стороне магнитопаузы и отрицательного на вечерней стороне, приводит к образованию крупномасштабной магнитосферной конвекции. Известно, что движение хорошо проводящей плазмы со скоростью  $u$  подчиняется условию [1]

$$E + u \times B = 0,$$

откуда

$$u = E \times B/B^2.$$

Следовательно, типичная скорость конвекции над полярной шапкой равна

$$u = E/B_p = 327 \text{ м/с.}$$

Тогда время, необходимое для того, чтобы основания

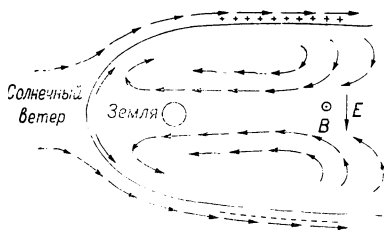


Рис. 3.6. Схема крупномасштабной конвекции плазмы в магнитосфере.

силовых линий магнитного поля хвоста пересекали полярную шапку, составляет  $\tau = 2r_p/u = 10^4 \text{ с} = 2,8 \text{ ч}$ . За это время концы силовых линий, привязанные к ММП, проходят расстояние, дающее оценку длины хвоста  $L_{\text{хв}}$ , т. е.

$$L_{\text{хв}} = V\tau = 4 \cdot 10^9 \text{ м} = 627 R_E,$$

что удовлетворительно согласуется с принятой выше оценкой  $L_{\text{хв}}$ .

Крупномасштабная конвекция в магнитосфере представляет собой движение плазмы от магнитопаузы внутрь под действием электрического поля  $E$  и далее движение в скрещенных полях  $E$  и  $B$  ( $B$  — магнитное поле поперек плазменного слоя) по направлению к Земле (рис. 3.6). Конвекция плазмы — это и конвекция замороженного в нее магнитного поля. Следовательно, крупномасштабная конвекция в магнитосфере — это процесс переноса магнитных силовых линий с дневной стороны из области полярных шапок на ночную сторону по магнитопаузе, а затем назад, с ночью на дневную, через плазменный слой.

Мощность крупномасштабной магнитосферной конвекции можно, очевидно, оценить как

$$P_s = I_{\text{хв}} \Delta \Phi,$$

где  $I_{\text{хв}} = (B_{\text{хв}}/\mu)L_{\text{хв}}$ , если каждую часть (южную и северную) магнитосферного хвоста рассматривать как соленоид. Следовательно,

$$P_s = \frac{B_{\text{хв}} \Delta \Phi L_{\text{хв}}}{\mu} = 2,8 \cdot 10^{12} \text{ Вт}.$$

Количество кинетической энергии солнечного ветра  $P_v$ , которая за секунду попадает на лобовую часть магнитосферы, при  $V = 400 \text{ км/с}$  и  $n_p = 8 \text{ см}^{-3}$  составляет

$$P_V = \frac{1}{2} n_p m_p V^3 \pi R_{\text{хв}}^2 = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ Дж/с},$$

т. е. эта энергия вполне может обеспечить крупномасштабную конвекцию в магнитосфере.

Диссипация поступающей извне в магнитосферу энергии осуществляется посредством различных процессов, из которых наиболее энергоемки так называемые суббури [43].

Диссипацию энергии в суббуре можно оценить из предположения, что суббуря характеризуется изменением магнитного поля  $\Delta B = 1000\gamma = 10^{-6} \text{ Т}$ . Это соответствует силе тока  $I_a$  на высоте  $h$  над поверхностью Земли:

$$I_a = 2\pi h \Delta B / \mu.$$

Следовательно, при  $h = 100 \text{ км}$  мощность диссипации

$$P_a = I_a \cdot \Delta \Phi = \frac{2\pi h \Delta B \Delta \Phi}{\mu} = 3 \cdot 10^{10} \text{ Вт}.$$

Принимая во внимание ток в южной полусфере, получаем, что диссипация энергии в ионосфере за счет суббури не превышает  $10^{11} \text{ Вт}$ .

Сравнение с количеством энергии, падающей на поверхность магнитосферы за секунду, позволяет заключить, что суббуря не главный механизм диссипации энергии, поступающей в магнитосферу от солнечного ветра, а, скорее, носит характер внутреннего согласования системы с изменениями внешних условий. Вероятнее всего, что энергетическое равновесие магнитосферы поддерживается не омической, а тепловой диссипацией в ионосфере и в верхней атмосфере. При этом ионосфера и верхняя атмосфера не являются пассивными рецепторами внешних воздействий, а оказывают сильное влияние на магнитосферные процессы вследствие изменения энергии диссипации, электропроводности и т. д. Поэтому отдельное рассмотрение электродинамических явлений в магнитосфере и в ионосфере — очень грубое приближение к действительности. Задача будущих исследований заключается в том, чтобы создать общую магнитосферно-ионосферно-атмосферную динамику.

## **СОЛНЕЧНАЯ ОБУСЛОВЛЕННОСТЬ НЕРЕГУЛЯРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЗЕМНЫХ СУТОК**

### **§ 4.1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ**

За последние два десятилетия накоплен обширный экспериментальный материал относительно проявлений солнечной активности в околоземном космическом пространстве. Это послужило стимулом к проведению статистических сопоставлений некоторых геофизических явлений, которые и раньше предполагались зависящими от изменений солнечной активности, с конкретными характеристиками быстропеременной части излучения Солнца. Наиболее отчетливо обычно выявляется связь между индексами геомагнитной активности и параметрами солнечного ветра. Например, Л. Свалгард [166] определил приближенную формулу зависимости изменений индекса геомагнитной активности  $a_m$  от скорости солнечного ветра и направления и интенсивности межпланетного магнитного поля, а несколько раньше была получена зависимость индекса  $K_p$  от скорости солнечного ветра [43]. Естественно, что эти зависимости носят характер регрессий. Есть много работ, в которых обосновывается связь атмосферных процессов с изменениями солнечной активности, выраженной различными характеристиками [24].

Надо заметить, что в большинстве случаев связь геофизических процессов с теми или иными проявлениями солнечной активности установлена на статистическом уровне. Такое положение можно объяснить тем, что современное знание природы солнечной активности и ее проявлений в околоземном пространстве еще недостаточно конкретно, чтобы можно было получить функциональные зависимости. Кроме того, из изложенного в предыдущей главе следует, что одно только взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем

порождает комплекс сложным образом взаимообусловленных явлений. Если же еще принять во внимание ионосферные процессы, фотохимию земной атмосферы, атмосферную циркуляцию и т. д., то невольно напрашивается вывод о том, что ближайшее околоземное пространство представляет собой систему со многими степенями свободы, описание которой возможно принципиально только на основе законов статистики.

Трудно сказать, когда впервые было выдвинуто предположение о солнечной обусловленности изменений длительности земных суток. По крайней мере, такую мысль высказал еще в 1954 г. М. С. Эйгенсон [75]. В дальнейшем А. Данжон предпринял несколько попыток идентифицировать отдельные изменения в скорости суточного вращения Земли с конкретными событиями на Солнце (например, [90]), а Э. Шацман [154] попытался, правда безуспешно, решить вопрос о природе такой связи. Используя данные об изменении скорости вращения Земли и о солнечной активности, Дж. Гривбин и С. Плейкмен [99] объяснили особенности в земном суточном вращении в августе 1972 г. значительным повышением солнечной активности в тот же период. Этот вывод вызывал возражение в связи с тем, что точность определения изменений от дня ко дню скорости земного вращения недостаточна для идентификации конкретных особенностей этих изменений [138]. Надо думать, что такое возражение можно отнести и к результатам Шацмана, имевшего в своем распоряжении еще менее точные данные об изменении длительности суток.

Неубедительные результаты сопоставления изменений скорости суточного вращения Земли с конкретными событиями на Солнце (типа солнечных вспышек) можно объяснить еще тем, что связь солнечной активности и режима суточного вращения Земли носит очень сложный, вероятнее всего, статистический характер. В этих условиях следует ожидать, что более надежными должны выглядеть результаты сопоставления изменений длительности суток и характеристик солнечной активности, усредненные в достаточно большом интервале времени (порядка года или даже больше).

Рассмотрим в качестве характеристики солнечной активности числа Вольфа  $W$ , значения которых опре-

делены более чем для 200 последних лет. Выше подчеркивалось, что наиболее важная особенность изменений  $W$  — 11-летний цикл, в то время как физически более обоснованный 22-летний цикл магнитной активности Солнца в изменениях  $W$  находит очень слабое отражение. 11-летний цикл не является преобладающим во многих геофизических процессах, относительно которых предполагается, что они связаны с изменениями солнечной активности. 11-летний цикл относительно слабо выражен в спектре изменений длительности земных суток с 1750 по 1974 г. (см. рис. 1.5). Изменение от года к году характеристик солнечного ветра, полученных с помощью измерений на КА, не полностью согласуется с 11-летним циклом в  $W$  [98]. Все это заставляет предположить, что эффективность влияния 11-летнего цикла солнечных пятен на геофизические процессы не соответствует той роли, которую он играет в изменениях чисел Вольфа.

Попытка найти характеристику солнечной активности, в которой 11-летняя цикличность не преобладала бы, привела А. Стойко и Н. Стойко [163] к использованию в качестве индекса солнечной активности значений площади короткоживущих солнечных пятен  $W_1$ , изменения которых с 1900 по 1963 г. были сопоставлены с изменениями амплитуды и периода чандлеровского колебания полюса, а также с вариациями суточного вращения Земли [163]. Статистическая связь между этими явлениями, согласно работе [163], характеризуется коэффициентами корреляции порядка 0,8—0,9. На рис. 4.1 показаны значения  $W_1$  по Т. Рингнесу, данные о которых взяты из работы [163], и изменения величины  $\delta P'$ . Величины  $W_1$  представляют собой среднегодовые значения площади солнечных пятен, время жизни которых меньше одного дня, выраженные в  $10^{-7}$  площади видимого солнечного диска. Величины  $\delta P'$  определены как сглаженные значения изменений длительности суток  $\delta P_{3,5,11}$  (см. рис. 1.3) минус линейный тренд в интервале 1900—1963 гг. Коэффициент корреляции между  $W_1$  и  $\delta P'$  (см. рис. 4.1) равен +0,89. Неясным представляется физический смысл линейного тренда, исключенного из  $\delta P_{3,5,11}$ .

Р. Чаллинон [88] сопоставил изменения чисел Вольфа  $W$  и ускорения суточного вращения Земли

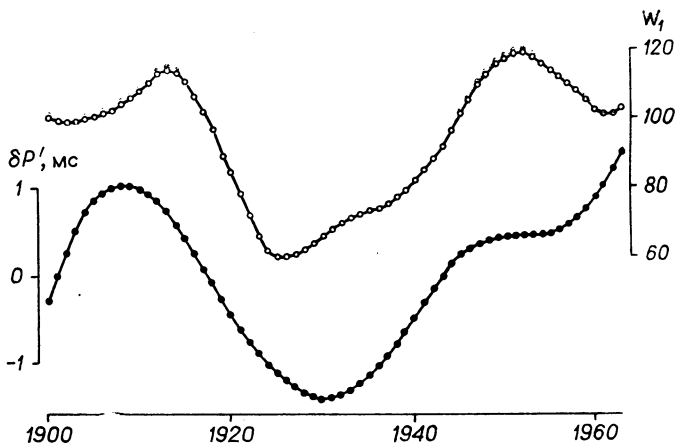


Рис. 4.1. Изменение длительности суток с исключенным линейным трендом (залитые точки) и чисел короткоживущих солнечных пятен (светлые точки).

(точнее, величины  $\Delta(\delta P)/\Delta t$ ). На рис. 4.2, по данным работы [137], показаны изменения  $W$  и  $\Delta(\delta P)/\Delta t$  в 1956—1972 гг. Работа [88] получила широкий отклик. Многие увидели в ней подтверждение солнечной обусловленности нерегулярности земного вращения. С точки зрения статистической обоснованности результат Р. Чаллинора оставляет желать лучшего. Действительно, по данным за 1956—1969 гг., использованным в [88], легко определить, что коэффициент корреляции между изменениями  $W$  и  $\Delta(\delta P)/\Delta t$  равен  $+0,60$ , в то время как при добавлении сведений за последующие 3 года (как на рис. 4.2) он составляет всего  $+0,31$ .

Идея о солнечной обусловленности неприливных вариаций скорости суточного враще-

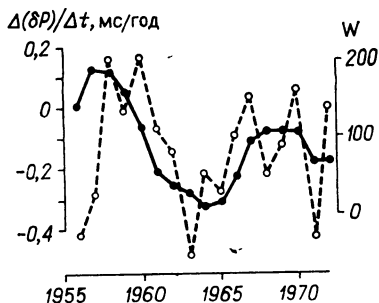


Рис. 4.2. Изменение чисел Вольфа (залитые точки) и производной по времени от  $\delta P$  (светлые точки) в 1956—1972 гг. (по данным работы [137]).

ния Земли далеко не нова, высказывалась неоднократно, но надежных статистических доводов в пользу этой гипотезы до настоящего времени не было. Представляется, что такое статистическое доказательство, основанное на использовании как ряда многолетних наземных определений индексов солнечной активности, так и характеристик межпланетной среды вблизи Земли, полученных с помощью космических аппаратов, является первым и необходимым этапом в установлении механизма воздействия солнечной активности на изменение режима суточного вращения Земли и связанных с ним других геофизических явлений.

#### § 4.2. СТАТИСТИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ МЕЖДУ ЧИСЛАМИ ВОЛЬФА И НЕРЕГУЛЯРНЫМИ ИЗМЕНЕНИЯМИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СУТОК

Исходя из соображений, высказанных в § 4.1, исключим из изменений  $W$  11-летний цикл, для чего рассмотрим двукратно сглаженные 11-летними скользящими средними числа Вольфа, т. е. значения  $W_{11, 11}$ , показанные с 1759 по 1964 г. на рис. 4.3. Изменения  $W_{11, 11}$  сопоставим с изменениями  $\delta P_{3,5 \cdot 11}$ , изображенными на рис. 1.3.

На рис. 4.4 представлены низкочастотные части спектров изменений  $W$  за 1749—1974 гг. (кривая 1).

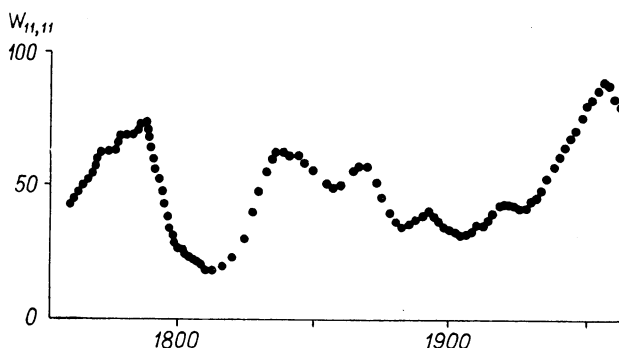


Рис. 4.3. Изменения чисел Вольфа, сглаженные дважды 11-летними скользящими средними.



и  $\delta P$  за 1750—1974 гг. (кривая 2). Видно, что изменения  $W$  и  $\delta P$  имеют существенно различные характерные времена — 87,0 года для  $W$  и 74,1 года для  $\delta P$ . Естественно поэтому, что коэффициент корреляции между  $W_{11,11}$  и  $\delta P_{3,5,11}$  по модулю меньше 0,5 и лишь при физически нереальных запаздываниях изменений  $\delta P_{3,5,11}$  относительно  $W_{11,11}$  становится больше [35].

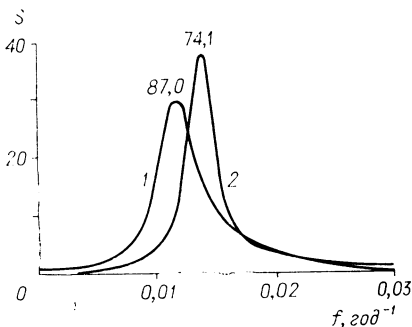


Рис. 4.4. Низкочастотные части спектров  $W$  (кривая 1) и  $\delta P$  (кривая 2).

Согласно рис. 1.3, есть существенное различие в характере изменений  $\delta P_{3,5,11}$  до середины XIX в. и после. Это наглядно иллюстрирует также рис. 4.5, на котором изображены спектры изменений  $\delta P$  с 1736 по 1855 г. без заметно выраженной низкочастотной компоненты и спектр изменений  $\delta P$  с 1856 по 1974 г., определенно указывающий на наличие двух гармоник (соответственно с периодами 95,2 и 21,3 года), причем первая из них имеет больший вес. Этот результат качественно очевиден и из рис. 1.3.

В разных интервалах времени не сохраняется характер поведения и  $W_{11,11}$  (см. рис. 4.3 и 4.6). Характерное время низкочастотных изменений  $W$  в 1749—1857 гг. составляло 62,5 года, а в 1858—1974 гг. — 105,3 года.

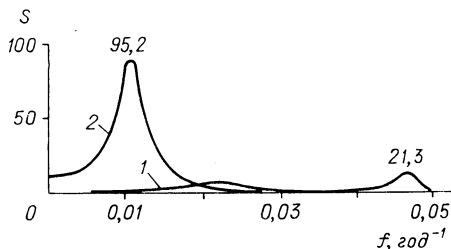


Рис. 4.5. Спектры низкочастотных изменений  $\delta P$  в 1736—1855 (кривая 1) и 1856—1974 гг. (кривая 2).

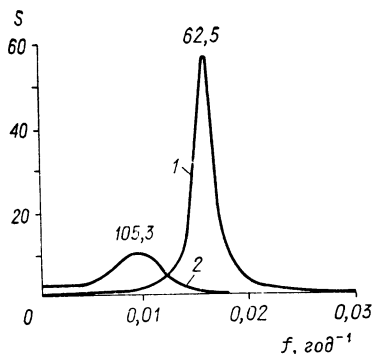


Рис. 4.6. Спектры низкочастотных изменений  $W$  в 1749—1857 (кривая 1) и в 1858—1974 гг. (кривая 2).

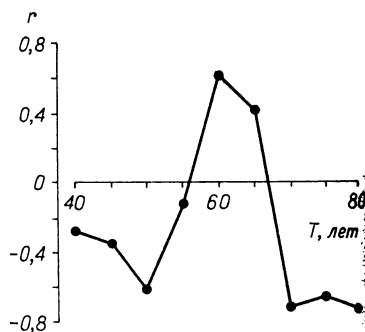


Рис. 4.7. Зависимость коэффициента корреляции  $r$  между различными гармониками  $W_{11,11}$  и  $\delta P_{3,5,11}$  от периода этих гармоник.

Изменчивость периодов низкочастотных компонент  $\delta P$  и  $W$  иллюстрируется также значениями характерных периодов  $T$  изменений  $\delta P_{3,5,11}$  и  $W_{11,11}$  для разных 120-летних интервалов (безотносительно к мощности пиков низкочастотных компонент):

Интервал	$T$ для $\delta P$	$T$ для $W$
1760—1879	44,4	66,7
1784—1903	52,6	60,6
1808—1927	66,7	71,4
1832—1951	69,0	111,1
1856—1974	95,2	105,3

Примечание. Периоды  $T$  — в годах.

Необходимо заметить, что, согласно приведенным данным и рис. 4.6, изменения  $W_{11,11}$  примерно до середины XIX в. имели характерное время около 60 лет, в то время как низкочастотные изменения  $\delta P$  в этом интервале были слабо выражены. С другой стороны, в изменениях скорости суточного вращения Земли, вероятнее всего, есть компонента, связанная с крутильными колебаниями электромагнитно сцепленной системы ядро—оболочка. Гипотетический период основной моды колебаний около 60 лет. Поэтому можно предположить, что в силу слабого затухания (см. § 2.4)

эти колебания, отчетливо проявляющиеся в изменении длительности суток с середины XIX в., наблюдались и раньше, т. е. и до середины XIX в., но были скомпенсированы противоположными по фазе изменениями внешнего вращательного момента, связанного с солнечной активностью [37]. Согласно этому предположению, следует ожидать, что разность фаз между изменениями компонент  $W_{11,11}$  и  $\delta P_{3,5,11}$  с периодом около 60 лет должна отличаться примерно на  $180^\circ$  от разности фаз компонент  $W_{11,11}$  и  $\delta P_{3,5,11}$  с другими периодами. Иными словами, коэффициент корреляции  $r$  между 60-летними компонентами  $W_{11,11}$  и  $\delta P_{3,5,11}$  должен иметь иной знак, чем между компонентами с другими периодами. В действительности это так и есть [41] (рис. 4.7). Для гармоник с периодами от 60 до 65 лет корреляция имеет иной знак, чем для гармоник с другими периодами. Можно отметить также, что абсолютное значение  $r$  достаточно велико для всех компонент с периодами больше 60 лет. Поэтому следует ожидать, что корреляция между  $W_{11,11}$  и  $\delta P_{3,5,11}$  будет также высокой, если из  $\delta P_{3,5,11}$  исключить гармонику с периодом около 60 лет.

С учетом того, что в изменениях  $\delta P$  присутствует гармоническая компонента, связанная с крутильными колебаниями системы ядро — оболочка, можно теперь уточнить определение нерегулярных изменений длительности суток от года к году. Примем, что нерегулярные изменения длительности суток, далес обозначаемые как  $\delta P'$ , равны непривливым изменениям  $\delta P$  за вычетом гармонического колебания с периодом около 60 лет.

Приведенные в § 2.4 количественные рассуждения относительно крутильных колебаний, естественно, не могут быть положены в основу определения гармонической части в  $\delta P$ , поскольку рассматривалась упрощенная модель взаимодействия ядра с оболочкой. Кроме того, оценки физических параметров ядра и оболочки обладают слишком большой неопределенностью. Поэтому период и фаза гармонической компоненты в  $\delta P$  были определены периодограммным анализом с погрешностью в 2—3 года, а амплитуда принята из соображений наилучшего приближения к фактическим данным. Получено, что гармоническая часть в

$\delta P_{3,5,11}$  в 1756—1966 гг. описывается выражением

$$1,64 \sin [(2\pi/60)(t - 1830)] \text{ мс},$$

где  $t$  — годы. Нулевая фаза колебаний приходится на 1830 г., а период на самом деле оказался равным 60 годам [36].

Величина и характер вековых приливных вариаций скорости суточного вращения Земли известны пока с большой неопределенностью. Не исключено даже, что приливное изменение  $\delta P$  нелинейно. С учетом этого из изменений  $\delta P_{3,5,11}$  в 1756—1966 гг. исключен параболический тренд вида

$$p = 1,05 \cdot 10^{-4} \cdot i^2 - 1,41 \cdot 10^{-2} \cdot i + 0,42.$$

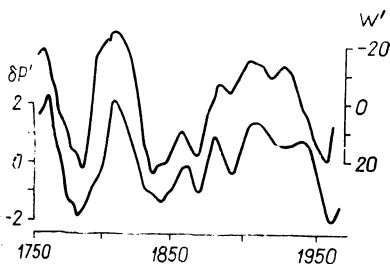
Параметры квадратичной функции  $p$  определены методом наименьших квадратов для  $i$  от 1 до 211. Заметим, что параметры найденной параболы таковы, что она дает почти линейное «приливное» увеличение  $\delta P_{3,5,11}$  с 1850 по 1950 г. на 1,65 мс, т. е. величину, близкую к той, что в [51] приводится как величина приливного изменения длительности суток.

Аналогичным образом параболический тренд

$$w = 2,8 \cdot 10^{-3} \cdot i^2 = 0,5 \cdot i + 62,7$$

исключен из  $W_{11,11}$  в интервале с 1759 по 1961 г. ( $i$  от 1 до 203), поскольку возможный вклад от члена  $w$  в изменения длительности суток входит в  $p$ .

На рис. 4.8 показаны изменения  $W' = W_{11,11} - w$  (вверх-



ху) и  $\delta P' = \delta P_{3,5,11} - 1,64 \sin(2\pi/60)(t - 1830) - p$  (внизу) с середины XVIII в. Коэффициент корреляции  $r$  между  $W'$  и  $\delta P'$  вычислен для разных сдвигов по времени  $\Delta t$  ряда  $\delta P'$  относительно ряда  $W'$  согласно известным формулам корреляционного анализа [61]. Сдвиг по времени  $\Delta t$  означает, что каждому значению  $W'$  для  $i$ -го года

Рис. 4.8. Низкочастотные нерегулярные вариации длительности суток  $\delta P'$  (внизу) и чисел Вольфа  $W'$  (вверху).

ставится в соответствие значение  $\delta P'$  для  $(i + \Delta t)$ -го года.

При подсчете коэффициента корреляции для разных сдвигов по времени между сопоставляемыми процессами  $x(t)$  и  $y(t)$  требуется определять границы пересечения числовых массивов  $X$  и  $Y$ , представляющих собой записи рассматриваемых процессов, для каждого сдвига  $\Delta t$ .

Если  $n$  и  $m$  — размерности массивов  $X$  и  $Y$  соответственно,  $a$  — начальный сдвиг между  $X$  и  $Y$  (т. е. начало записи рядов  $X$  и  $Y$  не совпадает по времени), то границы пересечения  $p_1$  и  $p_2$  этих массивов при сдвиге  $X$  относительно  $Y$  на  $\Delta t = b$  ( $b$  — целое) элементов вправо ( $b > 0$ , процесс  $x(t)$  опережает процесс  $y(t)$ ) или влево ( $b < 0$ , процесс  $x(t)$  отстает от процесса  $y(t)$ ) можно определить из следующих логических условий, записанных на языке АЛГОЛ-60:

**if**  $b \geq \text{abs}(a)$  **then**  $p_1 := 1$  **else**  $p_1 := 1 - a - b$ ;

**if**  $m - b - a \leq n$  **then**  $p_2 := m - b - a$  **else**  $p_2 := n$ .

Эти условия справедливы при  $a \leq 0$ , т. е. процесс  $x(t)$  должен иметь начало не позже процесса  $y(t)$ , что не составляет большого труда обеспечить порядком ввода массивов  $X$  и  $Y$ .

На рис. 4.9 показана зависимость коэффициента корреляции  $r$  между  $W'$  и  $\delta P'$ , изображенными на рис. 4.8, от сдвига по времени  $\Delta t$  (изменения  $\delta P'$  отстают от изменений  $W'$ ). Относительно слабая зависимость  $r$  от  $\Delta t$  объясняется сильной сглаженностью рядов  $\delta P'$  и  $W'$ . Экстремальное значение  $r = -0,89$  соответствует отставанию  $\delta P'$  от  $W'$  на 2 года, но, учитывая недостаточную точность определения параметров гармонической части  $\delta P$ , связанной с крутильными колебаниями системы ядро — оболочка, нельзя определенно утвер-

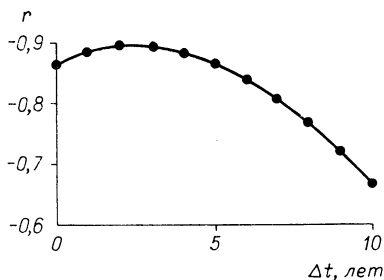


Рис. 4.9. Зависимость коэффициента корреляции  $r$  между  $W'$  и  $\delta P'$  от сдвига во времени  $\Delta t$ .

ждать, что эти 2 года как раз и есть характерное время запаздывания изменений  $\delta P'$  относительно  $W'$ . Можно заметить, что, согласно рис. 4.8, наибольшие расхождения в ходе изменений  $\delta P'$  и  $W'$  имеют место в последние годы, что, возможно, связано с изменением амплитуды гармонического члена в  $\delta P$  вследствие затухания свободных колебаний системы ядро — оболочка.

Коэффициент корреляции  $r$  не очень сильно зависит от деталей преобразования исходных рядов  $W$  и  $\delta P$ . Например, в том случае, когда для получения  $W'$  и  $\delta P'$  использовались не  $W_{11,11}$ , а  $W_{11}$  и не  $\delta P_{3,5,11}$ , а  $\delta P_{3,5}$ , оказывается, что  $r = -0,75$  при  $\Delta t = 3$  года. Когда для получения  $W'$  и  $\delta P'$  были взяты соответственно  $W_{11}$  и  $\delta P_{3,5,11}$ , то  $r = -0,85$  при  $\Delta t = 3$  года. Если не исключать параболический член из  $W_{11,11}$ , то  $r = -0,79$  при  $\Delta t = 4$  года. При колебаниях в небольших пределах (порядка 0,1—0,2 мс) амплитуды гармонического члена, вычитаемого из  $\delta P_{3,5,11}$ , изменения  $r$  также невелики [36].

Во всех случаях значимость полученных коэффициентов корреляции такова, что с надежностью вывода, большей 0,999, можно отвергнуть гипотезу о некоррелированности рассматриваемых рядов.

Итак, спектральный анализ низкочастотных (с характерными временами не меньше 11 лет) изменений чисел Вольфа  $W$  и длительности земных суток  $\delta P$  и сопоставление их между собой показали, что рост солнечной активности сопровождается увеличением скорости суточного вращения Земли (длительность суток уменьшается). В изменениях длительности суток присутствует гармоническая компонента, не связанная с изменениями солнечной активности (с  $W$ ), а возникшая, вероятнее всего, в результате азимутальных колебаний системы ядро — оболочка. Впрочем, не исключено, что эти колебания были в свое время возбуждены изменениями скорости вращения оболочки вследствие меняющейся солнечной активности.

Согласно изложенным выше результатам можно представить непротиворечивую картину изменений длительности земных суток, начиная примерно с середины XVIII в. и до наших дней, т. е. в том интервале, для которого имеются достаточно точные данные об изменениях чисел Вольфа  $W$ . Крутильные колебания сис-

темы ядро — оболочка имели место во всем интервале, но до середины XIX в. гармонические изменения скорости земного вращения, связанные с этими колебаниями, были скомпенсированы действием солнечной активности. Гармоническое изменение длительности суток с амплитудой порядка 1,5—2,0 мс проявилось в наблюдениях отчетливо с середины XIX в., когда характерное время изменений солнечной активности (точнее,  $W_{11,11}$ ) стало больше 100 лет [41].

#### **§ 4.3. МЕЖПЛАНЕТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ВАРИАЦИИ $\delta P'$**

Межпланетное магнитное поле (ММП) солнечного происхождения — важный фактор в процессе взаимодействия солнечного ветра с геомагнитосферой. Изменчивость ММП как по интенсивности, так и по направлению отражает морфологические особенности солнечных фотосферных магнитных полей и является во многом результатом вращения Солнца вокруг своей оси с периодом около 27 суток. Одна из характерных особенностей ММП — его секторная структура.

Сравнительно недавно Л. Свалгард [164] и С. М. Мансуров [52] независимо друг от друга обнаружили достаточно тесную связь между направлением азимутальной компоненты ММП и характером геомагнитных вариаций, наблюдаемых на высокоширотных магнитных станциях Восток в Антарктиде и Туле в Гренландии. Эта связь наиболее отчетливо прослеживается для вариаций вертикальной компоненты геомагнитного поля. Устойчивость ее характеризуется тем, что примерно в 85% случаев результаты предсказания по характеру геомагнитных вариаций в приполярных областях и наблюдения с помощью КА направления азимутальной компоненты ММП совпадают [165]. Так как направление азимутальной компоненты ММП практически однозначно связано с направлением радиальной компоненты (к Солнцу или от Солнца) в секторах с достаточно четкими границами, то анализ записей вариаций вертикальной компоненты геомагнитного поля на высоких широтах позволил Свалгарду представить изменения секторной структуры межпланетного магнитного поля

вблизи Земли за ряд прошлых лет (с 1926 г.) [165], когда непосредственных измерений ММП еще не производилось. Наиболее надежными представляются данные об изменении секторной структуры межпланетного поля с 1947 г. [167].

Рассмотрим в качестве характеристики изменений ММП индекс  $K_1 = (A - C)/(A + C)$ , где  $A$  — число дней в месяце, в течение которых Земля пребывала в секторах с ММП, направленным от Солнца (точнее, от Солнца направлена радиальная компонента ММП), а  $C$  — число дней в месяце, когда Земля находилась в секторах с ММП обратной полярности [41]. Таким образом, индекс  $K_1$  представляет собой характеристику изменения физических условий в околоземном космическом пространстве. От этих условий зависит характер и, вероятно, уровень воздействия быстропеременной части солнечного излучения (в частности, корпускулярного) на некоторые геофизические процессы. Среднемесячные значения индекса  $K_1$  для 1947—1975 гг. определены по данным работы [167] и приведены в табл. 3.

Согласно предыдущему параграфу, для того чтобы выделить из фактических изменений длительности суток нерегулярную часть, необходимо из  $\delta P$  исключить член, связанный с приливным замедлением суточного вращения Земли, и гармонический член, обусловленный взаимодействием оболочки с ядром. Параметры этих членов известны недостаточно точно, чтобы можно было с небольшой ошибкой аналитически выразить вклад каждого из них в изменения длительности суток в последние годы. Поэтому ограничимся тем, что приливное и гармоническое (с периодом около 60 лет) изменения  $\delta P$  после 1954 г. аппроксимируем линейными функциями времени.

Рассмотрим вначале спектры изменений от месяца к месяцу  $K_1$  и  $\delta P$  [40]. Эти спектры показаны на рис. 4.10 (спектр  $K_1$  вверх). Для получения спектров использовались данные о среднемесячных значениях  $\delta P$ , согласно табл. 2, с декабря 1955 г. по сентябрь 1974 г. Линейный тренд из изменений  $\delta P$  в этом интервале исключался. Для этого же интервала использовались данные о  $K_1$  согласно табл. 3. Обращает на себя внимание близость периодов низкочастотных компонент в  $\delta P$  и  $K_1$  (117,6 и 125,0 месяцев, что соответст-



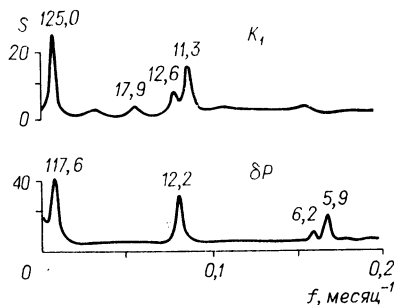


Рис. 4. С. Спектры изменений от месяца к месяцу индекса  $K_1$  и длительности суток  $\delta P$ .

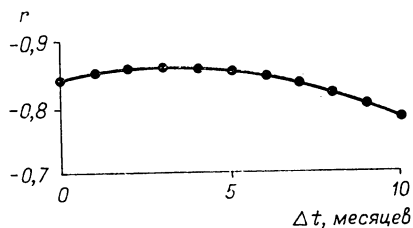


Рис. 4.11. Зависимость коэффициента корреляции  $r$  между  $(K_1)_{13.13}$  и  $\delta P_{13.13}$  от сдвига по времени  $\Delta t$ .

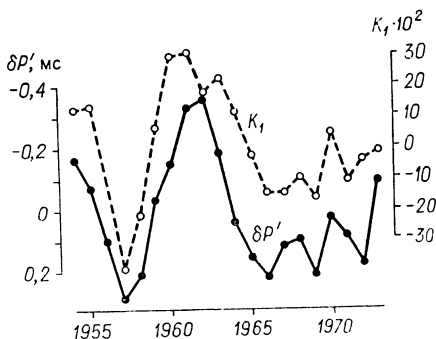


Рис. 4.12. Изменения от года к году индекса  $K_1$  и нерегулярные изменения длительности земных суток  $\delta P'$ .

Т а б л и ц а 3

Среднемесячные значения индекса  $K_1 = (A - C) / (A + C)$ , в единицах  $10^{-2}$  (на середину месяца)

Год	Месяц											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1947	-23	36	-12	26	17	33	00	-33	-31	11	8	14
1948	00	17	11	14	00	19	-3	-24	-26	-17	-39	-12
1949	-39	-27	11	11	10	-21	23	17	13	14	-8	10
1950	-31	5	4	00	-36	-29	7	7	33	-7	-7	-17
1951	-41	22	-14	-17	-33	00	31	10	7	10	8	15
1952	-53	15	-27	-10	-26	-8	4	45	-17	7	20	31
1953	21	23	-38	19	40	41	33	36	24	00	-17	-44
1954	-4	-56	-70	-57	18	56	87	100	9	31	00	21
1955	-22	-20	-10	-21	38	23	84	57	50	00	4	-28

1956	-43	-44	-10	10	10	-3	7	-11	15	00	-38	-60
1957	-53	-57	-35	-36	-52	-38	00	-38	-30	-60	-45	-29
1958	-29	-38	-50	-33	-33	-40	-3	17	-11	-21	-4	-31
1959	-8	12	7	21	13	4	-31	-13	3	20	28	14
1960	-20	19	31	19	38	36	20	53	17	43	50	38
1961	52	9	52	13	27	43	21	43	48	00	45	10
1962	52	20	17	38	26	00	7	00	-10	20	-4	4
1963	33	52	36	-3	7	48	-8	-40	21	33	17	14
1964	10	33	56	-4	31	4	-17	-7	3	13	00	13
1965	67	38	93	26	7	-29	-57	-67	-45	-48	-21	24
1966	7	26	19	20	-16	-24	-31	-48	-47	-40	-19	-21
1967	29	31	52	-17	-31	-69	-60	-54	-31	-56	-15	31
1968	-10	4	-20	-13	-3	-17	-7	-23	3	-14	-31	7
1969	-13	-26	-13	-31	-10	-38	-17	-14	-29	3	-19	00
1970	-7	28	-8	14	16	-17	-4	7	7	-7	00	13
1971	29	1	-13	-17	-7	-38	-33	-10	-7	-3	-14	-29
1972	-72	-38	-23	-19	10	7	7	20	67	19	-15	-29
1973	-16	-4	-7	-17	19	8	-10	00	-4	7	12	-10
1974	-29	-26	-13	7	-10	3	-10	-48	-48	-33	-33	-13
1975	-19	30	-8	00	-38	00	21	11	31	-4	8	8

венно равно 9,8 и 10,4 года). Этот факт находит свое отражение в том, что имеется статистическая связь между сглаженными 13-месячными скользящими средними значениями  $K_1$  и  $\delta P$  (с исключенным линейным трендом), которая характеризуется коэффициентом корреляции  $r = -0,84$  при нулевом сдвиге изменений  $\delta P'$  относительно  $K_1$ . Зависимость коэффициента корреляции  $r$  от сдвига по времени  $\Delta t$  для данного случая показана на рис. 4.11. Экстремальное значение  $r = -0,86$  приходится на  $\Delta t = 2$  месяца (изменения  $K_1$  опережают изменения  $\delta P$ ) [41].

Сглаживание 13-месячными скользящими средними устраняет годовую вариацию из  $\delta P$  и  $K_1$ , а также другие компоненты с периодами меньше года. В то же время (см. рис. 4.10) в спектре  $K_1$  присутствует компонента с периодом около года. Ей соответствует дублет пиков, над которым и указаны периоды 12,6 и 11,3 месяца. Возможность вариации ММП с периодом в год отмечена также в работе [178]. Можно ожидать, что в годовой вариации  $\delta P$  имеется часть, обусловленная изменениями  $K_1$ , но вопрос о величине этой части требует специального рассмотрения.

Статистическая связь между среднегодовыми значениями  $K_1$  и  $\delta P'$  в интервале 1954—1973 гг., изменения которых изображены на рис. 4.12 ( $K_1$  вверху), характеризуется коэффициентом корреляции  $r = -0,84$ . Значение  $\delta P'$  получено как  $\delta P$  минус линейный тренд  $\delta P$  в 1954—1973 гг.; значения  $K_1$  на рис. 4.12 центрированы. Использование данных об изменениях длительности суток за более ранние годы связано с преодолением двух трудностей. Во-первых, имеется скачок в данных о  $\delta P$  для 50-х годов нашего столетия, связанный с объединением сведений, полученных с использованием эфемеридной и атомной шкал времени, в основу которых положены различные единицы времени. Этот скачок практически несуществен при сопоставлении изменений длительности суток и солнечной активности ( $W_{11,11}$ ) с большими характерными временами, но при рассмотрении высокочастотных вариаций его необходимо принимать во внимание. Во-вторых, для больших временных интервалов представление  $\delta P'$  как исходные  $\delta P$  минус линейный тренд является слишком грубым, поскольку период гармони-

ческой компоненты в  $\delta P$  всего 60 лет. Поэтому для сопоставления с изменениями  $K_1$  выделим из изменений  $\delta P$  компоненты с периодами меньше 11 лет. На рис. 4.13 показаны изменения величин  $(K_1)_3$  (вверху) и  $\delta P'_3 = \delta P_3 - \delta P_{3,5,11}$  с 1948 по 1968 г. Коэффициент корреляции между этими величинами равен  $-0,60$ . Следует заметить, что аномально высокие значения  $\delta P'_3$  в 1953 и 1954 гг. связаны, по-видимому, с неучтенным различием атомной и эфемеридной единиц времени.

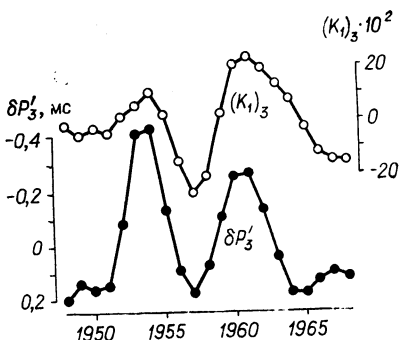


Рис. 4.13. Изменения сглаженных трехлетними скользящими средними значений  $K_1$  и  $\delta P'$  ( $\delta P'_3 = \delta P_3 - \delta P_{3,5,11}$ ).

Итак, статистическое сопоставление нерегулярных вариаций длительности земных суток  $\delta P'$  и индекса  $K_1$  как характеристики изменчивости со временем секторной структуры межпланетного магнитного поля показало, что между изменениями  $K_1$  и  $\delta P'$  с характерными временами до 11 лет имеется тесная корреляционная связь, свидетельствующая о том, что скорость суточного вращения Земли возрастает в секторах с ММП, направленным от Солнца, и уменьшается в секторах с ММП обратной полярности. Значимость коэффициентов корреляции во всех случаях такова, что с надежностью вывода, большей 0,999, можно отвергнуть гипотезу о некоррелированности рассмотренных явлений.

#### § 4.4. СКОРОСТЬ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И ВАРИАЦИИ $\delta P'$

Более или менее систематические данные измерений скорости солнечного ветра, полученные с помощью КА, имеются с 1962 г. Их особенность — неполнота по времени. Связано это с тем, что не во все периоды функ-

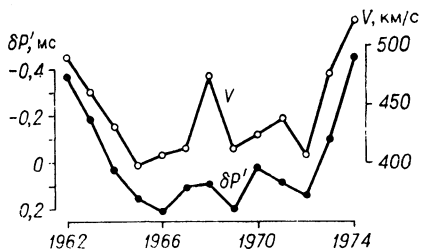


Рис. 4.14. Вариации от года к году скорости солнечного ветра  $V$  и нерегулярной части  $\delta P$  ( $\delta P'$ ).

ционировали КА, орбиты которых выходят за пределы магнитосферы. Кроме того, даже те спутники, которые предназначались для измерений параметров солнечного ветра, часть времени в каждом обороте вокруг Земли находились в пределах магнитосферы из-за геометрических особенностей их орбит. Наибольшее количество измерений параметров солнечного ветра, в том числе скорости, произведено в 1968—1969 гг., в остальные годы значительно меньше.

Среднегодовые значения скорости солнечного ветра  $V$  за 1962—1974 гг. приведены в [98], где отмечено, что имеется отличие хода изменений  $V$  от года к году от изменений чисел Вольфа. Изменение  $V$  в 11-летнем цикле солнечной активности характеризуется двумя максимумами. Имеет место увеличение скорости солнечного ветра в годы минимума 11-летнего цикла. Приблизительно 27-дневная повторяемость особенностей потоков солнечного ветра связана с вращением Солнца вокруг своей оси. В [98] отмечено также, что изменение среднегодовых значений скорости солнечного ветра за 13-летний период сравнительно невелико: относительная разность между максимальным значением  $V$  в 1974 г. и минимальным в 1965 г. немного больше 30%.

Сопоставим изменения скорости солнечного ветра  $V$  от года к году и нерегулярные вариации длительности земных суток  $\delta P'$  [38]. Изменения  $V$  и  $\delta P'$  за 1962—1974 гг. показаны на рис. 4.14. Данные о величине  $V$  взяты из работы [98], причем значение  $V$  для 1963 г.

получено линейной интерполяцией, так как в [98] оно не приведено. Значения  $\delta P'$  получены с учетом соображений, изложенных в предыдущем параграфе, как исходные  $\delta P$  минус линейный тренд  $\delta P$  в 1962—1974 гг. Из рис. 4.14 видно, что изменения  $V$  и  $\delta P'$  имеют подобный характер. Это находит свое отражение в том, что коэффициент корреляции между  $V$  и  $\delta P'$  по 13 парам значений равен — 0,88 при надежности вывода, большей 0,999. Полученный результат свидетельствует о том, что с ростом средней скорости солнечного ветра увеличивается скорость суточного вращения Земли (длительность суток уменьшается).

Сопоставление изменений среднемесячных значений скорости солнечного ветра и длительности земных суток также связано с необходимостью выделения из  $\delta P$  нерегулярной части, т. е. требуется из изменений  $\delta P$  от месяца к месяцу исключить сезонные вариации. Какой-нибудь хорошо обоснованной процедуры такого исключения нет, поэтому воспользуемся результатами вычислений среднемесячных значений  $\delta P$  в системе  $UT2$ , которые являются, очевидно, лишь очень грубым приближением к реальным, но неизвестным нерегулярным вариациям длительности суток  $\delta P'$ . Изменения  $\delta P'$  ( $\delta P$  в системе  $UT2$  минус линейный тренд) с февраля 1965 г. по ноябрь 1967 г., согласно данным работы [65], изображены на рис. 4.15 (вверху). На этом же рисунке внизу показаны изменения от месяца к месяцу скорости солнечного ветра  $V$ , вычисленные на основании данных измерений на КА «Вела-2» и «Вела-3» [159]. Шкала времени для  $\delta P'$  на рис. 4.15 расположена вверху, а для  $V$  — внизу, причем, как это легко заметить из оцифровки шкал, изменения  $V$  на 4 месяца опережают изменения  $\delta P'$ . Кроме того,  $\delta P'$  и  $V$  на рис. 4.15 представлены 3-месячными скользящими средними.

Видимо, имеется качественное соответствие между изменениями скорости солнечного ветра и отстающими на 4 месяца нерегулярными изменениями длительности суток. Правда, коэффициент корреляции между  $V$  и  $\delta P'$  равен всего — 0,50, а при нулевом сдвиге по времени близок к нулю. Причиной небольшого значения коэффициента корреляции в этом случае является, очевидно, то, что использованный метод получения

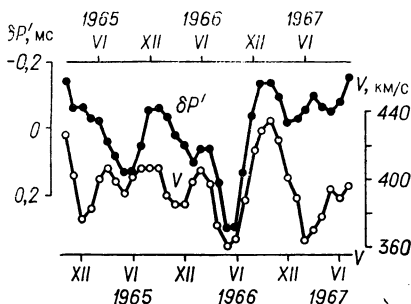


Рис. 4.15. Изменения от месяца к месяцу скорости солнечного ветра  $V$  и нерегулярной части  $\delta P'$  (изменения  $V$  на 4 месяца опережают изменения  $\delta P'$ ).

нерегулярных вариаций длительности суток от месяца к месяцу недостаточно корректен. Вызывает сомнение также реальность отставания изменений  $\delta P'$  от  $V$  на 4 месяца, поскольку в околоземном пространстве физических процессов с таким большим временем релаксации не наблюдается.

Еще более неопределенными выглядят результаты сопоставления среднесуточных значений скорости солнечного ветра и изменений длительности суток. Рассмотрим это на примере сравнения данных для двух интервалов времени — с 1 января по 29 апреля 1968 г и с 3 августа по 30 сентября 1969 г. Среднесуточные значения  $\delta P$  для этих интервалов получены по данным бюллетеней «Всемирное время» (отв. ред. Д. Ю. Белоцерковский), а значения скорости солнечного ветра  $V$  на каждые сутки вычислены по данным измерений на КА «Эксплорер-33» и «Эксплорер-35». В таких коротких интервалах времени можно с некоторым приближением линейной функцией времени аппроксимировать не только приливную и гармоническую части изменений  $\delta P$ , но и сезонные вариации. С другой стороны, в изменениях длительности суток от дня ко дню имеют место вариации с периодами около 2 недель и около месяца, связанные с лунными приливами в твердом теле Земли, в океанах и в атмосфере [58]. Исключение этих вариаций представляет сложную задачу, которая



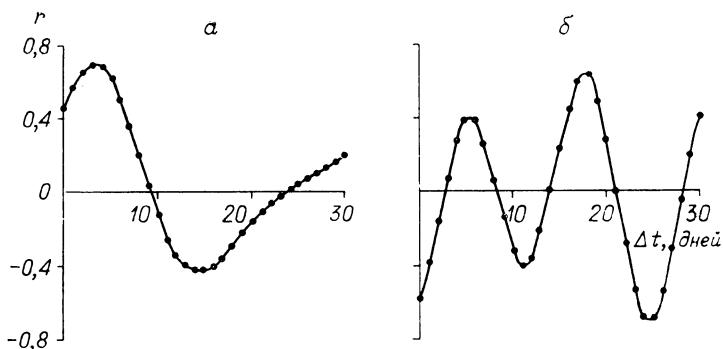


Рис. 4.16. Зависимость коэффициента корреляции  $r$  между скоростью солнечного ветра и изменениями длительности земных суток от сдвига по времени  $\Delta t$  (а — 1/I — 29/IV 1968 г.; б — 3/VIII — 30/IX 1969 г.)

в данном случае не решалась, а  $\delta P'$  определялись как исходные среднесуточные  $\delta P$  минус линейный тренд.

Значения  $V$  и  $\delta P'$  были последовательно сглажены 3-, 5-, и 7-дневными скользящими средними. Результаты сопоставления  $V$  и  $\delta P'$  для двух временных интервалов представлены на рис. 4.16. Естественно, что изменения  $V$  опережают изменения  $\delta P'$ . Из сравнения среднегодовых и среднемесячных значений  $V$  и  $\delta P$  следует, что, очевидно, надо рассматривать только значения  $r < 0$ . Видно, что для интервалов в 1968 и 1969 гг. вид функций  $r(\Delta t)$  совершенно различен. Возможно, что это связано с разной длиной интервалов, один из которых превышает другой почти в 2 раза. Кроме того, колебательный характер изменений  $r(\Delta t)$  указывает на наличие в  $V$  и  $\delta P$  некоторых периодичностей. Особенно отчетливо проявляется двухнедельная периодичность для интервала в 1969 г. Можно заметить также существование периодичности с характерным временем около месяца, которая присуща, как известно, и изменениям скорости суточного вращения Земли (лунные приливы), и вариациям скорости солнечного ветра (вращение Солнца вокруг своей оси). Поэтому высокие значения коэффициентов корреляции между изменениями среднесуточных значений  $V$  и  $\delta P'$  могут быть обусловлены не физической связью между  $V$  и  $\delta P'$ ,

а одинаковыми периодичностями. Чтобы сделать окончательные выводы по поводу связи среднесуточных значений, необходимо научиться корректно выделять из изменений  $\delta P$  нерегулярную часть. Не исключено также, что интервал времени в сутки обладает недостаточной длиной, чтобы в нем отчетливо проявилась статистическая связь между  $V$  и  $\delta P$ . Все эти вопросы требуют отдельного обсуждения.

#### § 4.5. ВЫВОДЫ

Непротиворечивая картина изменения длительности суток, начиная с середины XVIII в., получается, если изменения  $\delta P$  от года к году представить в виде суммы трех компонент: 1) векового изменения  $\delta P$  со скоростью 1—2 мс/столетие, обусловленного преимущественно действием приливообразующих сил и, возможно, другими геофизическими процессами; 2) гармонического изменения  $\delta P$  с периодом около 60 лет, нулевой фазой примерно в 1830 г. и амплитудой 1,5—2,0 мс; 3) нерегулярных изменений ( $\delta P'$ ) со скоростью 0,1 мс/год (иногда гораздо больше) и характерными временами от единиц до десятков лет. Этот результат вытекает из статистического анализа и сопоставления низкочастотных (с характерными временами больше 11 лет) изменений длительности суток и солнечной активности, характеризуемой числами Вольфа ( $W$ ), за последние два столетия. Существенным оказывается то, что в предлагаемом объяснении вариаций длительности суток не противопоставляются, а объединяются две точки зрения на природу происхождения неравномерности земного вращения. Эти две точки зрения соответствуют гипотезам внутриземного и внеземного происхождения неприливных вариаций  $\delta P$ . Согласно изложенным в данной главе статистическим доводам неприливные изменения длительности земных суток являются результатом действия двух основных причин, дающих примерно равный вклад в изменения  $\delta P$  — внешнего вращательного момента, связанного с изменениями солнечной активности, и внутриземного вращательного момента, возникающего на границе раздела ядро — оболочка. Качественная физическая кар-

тина электромагнитного взаимодействия ядра с оболочкой рассмотрена в § 2.4, а возможные механизмы возникновения внешнего вращательного момента под действием меняющейся солнечной активности будут проанализированы в следующей главе.

Представление низкочастотных изменений  $\delta P$  в виде суммы трех основных компонент и солнечная обусловленность нерегулярных изменений длительности суток позволяют достаточно просто объяснить, что примерно до середины XIX в. изменения  $\delta P$  от года к году имели не столь ярко выраженный характер длиннопериодического колебания, как в последующие годы. Оказывается, компонента с периодом около 60 лет в изменениях  $\delta P$  до середины XIX в. была скомпенсирована действием внешнего вращательного момента, связанного с солнечной активностью. С середины XIX в. характерное время низкочастотных изменений солнечной активности ( $W_{11,11}$ ) увеличилось до 100 лет и более, и гармоническая вариация в  $\delta P$  в этот период наложилась на изменения  $\delta P$  с почти вдвое большим периодом вследствие изменения солнечной активности.

В начале главы были приведены два примера ранее сделанных сопоставлений характеристик солнечной активности с изменениями режима суточного вращения Земли. К обсуждению результата Р. Чаллинора [88] мы вернемся еще в главе 5, а здесь рассмотрим результат, полученный А. Стойко и Н. Стойко [163] при сопоставлении изменений площади короткоживущих солнечных пятен  $W_1$  и длительности суток  $\delta P$ . В [163] коэффициент корреляции между  $W_1$  и вариациями скорости суточного вращения в 1900—1963 гг. получился высоким после того, как из изменений скорости вращения Земли в этом интервале был исключен линсый тренд. В конце концов этот линейный тренд можно считать очень грубым представлением гармонического и приливного изменений скорости вращения Земли в 1900—1963 гг. Однако, согласно вычислениям А. Стойко и Н. Стойко (см. также рис. 4.1), получается, что скорость суточного вращения Земли уменьшается с ростом солнечной активности, если в качестве характеристики солнечной активности рассматривать площадь короткоживущих солнечных пятен. Это находится в

противоречий со всеми изложенными выше результатами.

Статистическая надежность полученного вывода относительно связи низкочастотных изменений  $W$  и  $\delta P$  определяется тем, что использовались данные о  $W$  и  $\delta P$  более чем за два столетия. Коэффициент корреляции между нерегулярными вариациями и сглаживаниями 11-летними скользящими средними значениями чисел Вольфа равен  $-0,89$  при надежности вывода, большей  $0,999$ . Скорость суточного вращения Земли увеличивается с ростом солнечной активности.

Единственный недостаток при сопоставлении  $W$  и  $\delta P$  состоит в том, что были исключены из рассмотрения вариации с характерными временами до 11 лет. Этот недостаток удалось преодолеть путем сопоставления нерегулярных изменений  $\delta P'$  с проявлениями солнечной активности вблизи Земли, а именно со скоростью солнечного ветра и с изменчивостью секторной структуры межпланетного магнитного поля. Временные интервалы, для которых имеются данные о параметрах межпланетной среды, во много раз короче интервалов наземных наблюдений солнечной активности, но зато характеризуются объективностью и надежностью данных как относительно проявления солнечной активности, так и относительно изменений скорости вращения Земли.

Примечательно то, что вариации индекса  $K_1$ , характеризующего изменчивость с течением времени секторной структуры ММП, в 1947—1975 гг. имели периодичность около 10 лет. Приблизительно такая же периодичность наблюдается в последние 20 лет и в изменениях  $\delta P'$ . Коэффициент корреляции между изменениями  $K_1$  и  $\delta P'$  в 1954—1973 гг. составляет  $-0,84$ , в 1948—1968 гг. равен  $-0,60$ . Скорость суточного вращения Земли возрастает в секторах с ММП, направленным от Солнца, и уменьшается в секторах обратной полярности.

Обнаружена также связь между изменениями от года к году скорости солнечного ветра  $V$  в околоземном космическом пространстве и нерегулярными вариациями длительности суток  $\delta P'$  для 1962—1974 гг., которая характеризуется коэффициентом корреляции, равным  $-0,88$ . Увеличение средней скорости солнечного ветра

сопровождается ускорением суточного вращения Земли. Менее надежными выглядят результаты сопоставления изменений скорости солнечного ветра и длительности суток от месяца к месяцу и от дня ко дню, что связано в первую очередь с трудностями выделения нерегулярных изменений из исходных  $\delta P$ .

Совокупность изложенных в данной главе результатов позволяет сделать вывод о том, что солнечная обусловленность нерегулярных изменений скорости суточного вращения Земли статистически доказана. Имеют смысл, очевидно, нерегулярные изменения длительности земных суток, которые определены как  $\delta P$  минус приливное и гармоническое изменения  $\delta P$ , называть дальше для конкретности солнечно-обусловленными.

Разумеется, статистические доводы еще не являются окончательным доказательством реальности тех или иных причинно-следственных связей. Корреляционная связь, как известно, лишь предполагает наличие физической связи. Поэтому заключительная глава настоящей работы посвящена обсуждению возможных физических механизмов влияния солнечной активности на режим суточного вращения Земли.

## **ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА РЕЖИМ СУТОЧНОГО ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ**

### **§ 5.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДОЙ**

Попытки теоретического обоснования солнечной обусловленности изменений суточного вращения Земли предпринимались в прошлом неоднократно. Выше уже упоминалась работа Е. Шацмана [154], в монографии Манка и Макдональда [51] рассмотрены исследования А. Бейзера, К. Маеды и других по поводу взаимодействия геомагнитного поля с межпланетной средой и возможного влияния этого взаимодействия на режим суточного вращения Земли. Недавно опубликована работа Ю. А. Бильде [7], в которой показано, что заметные изменения скорости вращения Земли могут возникнуть, когда частота изменения внешнего магнитного поля (скажем, ионосферного происхождения) очень близка к частоте вращения Земли. Оценки вращательного момента, возникающего в результате взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем, приведены в [108], где показано, что этот момент недостаточен для объяснения наблюдаемых нерегулярностей в скорости земного вращения.

Результаты космических измерений свидетельствуют о том, что в зависимости от уровня солнечной активности вращающаяся вместе с твердой Землей плазмосфера заметно изменяет свои геометрические размеры, следовательно, меняется момент инерции вращающейся системы оболочка—атмосфера—плазмосфера. Легко убедиться, принимая концентрацию частиц в плазмосфере равной даже  $100 \text{ см}^{-3}$ , высоту ее верхней границы при низком уровне солнечной активности равной  $6R_E$ , а при высоком уровне —  $4R_E$ , что изменение момента инерции плазмосферы оказывает ничтож-

ное влияние на режим вращения Земли ( $\sim 10^{-8}$  от наблюдаемых изменений  $\delta P$ ).

В § 3.5 показано, что за секунду на лобовую часть магнитосферы солнечный ветер со скоростью 400 км/с и концентрацией частиц  $8 \text{ см}^{-3}$  приносит энергию около  $4 \cdot 10^{13}$  Дж, которой с избытком хватает на обеспечение всех магнитосферных и ионосферных процессов. Энергия солнечного ветра проникает внутрь магнитосферы через полярные каспы, посредством диффузии из переходного слоя и другими способами, накапливаясь в форме энергии магнитного поля хвоста, частиц кольцевого тока, плазменного слоя и т. д., но суммарная энергия магнитосферы по очевидным соображениям не может быть больше энергии геомагнитного поля вне Земли, которая составляет  $8,37 \cdot 10^{17}$  Дж [43]. Нетрудно заметить, что мощность, поступающая в магнитосферу извне, имеет тот же порядок, что и скорость изменения энергии вращения Земли вокруг своей оси, если характерное изменение длительности суток составляет 0,1 мс за год. Однако в настоящее время нет каких-нибудь обоснованных предположений относительно того, каким образом поступающая извне энергия в форме энергии направленного движения солнечной плазмы может без заметных потерь преобразовываться в кинетическую энергию вращения Земли. Вероятнее всего, что коэффициент такого преобразования должен быть мал, так что нет смысла говорить о непосредственном влиянии солнечного ветра на изменение режима вращения Земли.

В отдельные периоды, характеризующиеся мощными протонными вспышками на Солнце, поток поступающей к Земле энергии корпускулярного излучения может превысить  $10^{14}$  Дж/с. К тому же протоны высоких энергий движутся вблизи орбиты Земли вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля [87] и, надо думать, в состоянии сравнительно легко проникать внутрь магнитосферы. Есть указания на то, что протоны с энергией порядка  $10^9$  эВ достигают верхней тропосферы и там отдают свою энергию при столкновении с молекулами атмосферы [62]. Не исключено также то, что геомагнитное поле фокусирует сравнительно разреженный поток релятивистских протонов в определенных районах над поверхностью Земли, приводя к избы-

точной концентрации энергии в таких размерах, что ее оказывается достаточно для заметного воздействия на атмосферные процессы, а через них и на скорость вращения Земли. Это предположение, основанное, правда, исключительно на энергетических соображениях, можно привлечь для объяснения внезапных изменений скорости суточного вращения Земли, таких, какие наблюдались неоднократно (например, [5, 95, 105, 127]).

В 1965 г. была высказана гипотеза о том, что импульсные изменения скорости суточного вращения Земли могут быть обусловлены электромагнитным взаимодействием Земли с потоками солнечной плазмы, обладающими бессиловой конфигурацией магнитных полей (т. е.  $\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B} = 0$ ), названной *М*-элементами [4]. Эта идея далее развита в [6], и оценки показывают, что если в солнечном ветре существуют плазменные образования с характеристиками *М*-элементов [3], то с их помощью можно объяснить внезапные изменения скорости суточного вращения. Можно и думать, что дальнейшие исследования межпланетного пространства позволят ответить на вопрос о реальности существования пока гипотетических *М*-элементов.

Попытаемся теперь рассмотреть вопрос о солнечной обусловленности изменений скорости суточного вращения Земли с другой точки зрения. Тот факт, что именно нерегулярные вариации длительности суток ( $\delta P'$ ), а не ускорение суточного вращения Земли  $\dot{\Omega}$  имеют тесную статистическую связь с низкочастотными изменениями чисел Вольфа ( $W_{11,11}$ ), с изменениями скорости солнечного ветра ( $V$ ) и индекса межпланетного магнитного поля  $K_1$ , свидетельствует о том, что солнечная активность оказывает опосредованное влияние на изменения режима суточного вращения Земли. Действительно, если бы, например, взаимодействие плазмы солнечного ветра с геомагнитосферой приводило бы непосредственно к появлению достаточного по величине вращательного момента, изменяющего скорость земного вращения, то имела бы место корреляция характеристик солнечного ветра с ускорением  $\dot{\Omega}$ , но не с изменением скорости  $\delta\Omega/\Omega_0 \sim -\delta P$ . На самом же деле корреляция характеристик солнечной активности с  $\dot{\Omega}$  плохая, что вытекает из проверки результата [88].



## § 5.2. АТМОСФЕРНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ И НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ЗЕМНОГО ВРАЩЕНИЯ

Естественнее всего предположить, что промежуточным звеном между изменениями солнечной активности и вариациями  $\delta P'$  является атмосфера, обладающая запасом энергии, достаточным для того, чтобы вызвать наблюдаемые изменения режима суточного вращения Земли от года к году. То, что атмосферная циркуляция может быть причиной значительных по величине изменений длительности суток, практически не вызывает сомнения. Сезонные вариации  $\delta P$  (см. § 1.4) сопровождаются изменениями кинетической энергии вращения Земли, которые на порядок превосходят изменения энергии вращения, связанные с нерегулярными вариациями  $\delta P'$  от года к году. Вопрос заключается лишь в том, чтобы установить надежное соответствие (на первых порах хотя бы статистическое) между изменениями солнечной активности, атмосферными процессами и нерегулярностями земного вращения. На основании результатов, изложенных в предыдущей главе, будем считать, что статистическое соответствие между изменениями солнечной активности и скорости суточного вращения Земли установлено.

Энергия в атмосфере содержится преимущественно в форме потенциальной энергии, 1—2% от которой способно при определенных условиях переходить в кинетическую энергию движений атмосферных масс [8]. Полная кинетическая энергия всех видов движений в атмосфере оценивается примерно в  $10^{21}$  Дж, причем большая ее часть запасена в субтропической зоне, где также происходит наиболее интенсивная генерация и диссипация. По оценкам, скорость генерации (и диссипации) кинетической энергии составляет доли процента той энергии, что получает Земля от Солнца ( $4—6$  Вт/м<sup>2</sup>) [62]. Полный поток солнечной энергии равен примерно  $1360$  Вт/м<sup>2</sup>, поэтому ясно, что незначительные изменения этого потока, условий его проникновения в нижнюю атмосферу, а также другие факторы, трудно поддающиеся непосредственному измерению и даже оценке, способны привести к существенному изменению режима атмосферной циркуляции и, как следствие, к изменению скорости вращения Земли.

Несмотря на многочисленные конкретные исследования связи солнечных и атмосферных явлений с целью разработки методов прогноза погоды этот вопрос до настоящего времени остается, по существу, открытым.

Связь индексов солнечной активности и отдельных характеристик физического состояния атмосферы в большинстве случаев носит сложный, а порой и неоднозначный характер. Наибольшие неопределенности возникают при сопоставлении атмосферных индексов с 11-летним циклом солнечной активности. Во многих характеристиках атмосферных явлений 11-летний цикл выражен относительно слабо. Иногда обнаруживается, что характер связи солнечной активности и атмосферных процессов меняется не только от цикла к циклу, но и внутри одного 11-летнего цикла. В атмосферных явлениях часто обнаруживается 5—6-летний цикл (половина 11-летнего). Объяснить это можно тем, что если рассматриваемое атмосферное явление имеет зависимость как от вспышечной активности Солнца, так и от изменений секторной структуры ММП, то в 11-летнем цикле будет два экстремума. Первый — на максимуме 11-летнего цикла  $W$ , когда наиболее часты солнечные вспышки, второй — через 2—3 года на спаде кривой 11-летнего цикла  $W$ , когда наиболее развиты униполярные магнитные области, ответственные за образование секторной структуры ММП [24]. Можно заметить также, что некоторые характеристики солнечного ветра, его скорость в частности, имеют два экстремума в 11-летнем цикле.

Представляет интерес результат сопоставления полезной потенциальной энергии атмосферы  $L'$ , которая приближенно может быть определена как часть потенциальной энергии, способной при определенных условиях переходить в кинетическую энергию атмосферы, с изменениями чисел Вольфа в 1891—1972 гг. [9]. Полезная потенциальная энергия в работе [9] рассчитана по 144 точкам регулярной сетки северного полушария с использованием эмпирических связей между приземными данными и плотностью воздуха на среднем энергетическом уровне. Наилучшее качественное соответствие между  $W$  и  $L'$  достигается при отставании изменений  $L'$  от  $W$  на 3 года, что, вероятно, указывает на зависимость полезной потенциальной энергии ат-

мосферы от изменений секторной структуры межпланетного магнитного поля. Для всего рассмотренного периода коэффициент корреляции между  $W$  и  $L'$  при сдвиге на 3 года равен  $+0,30$ . В работе [9] отмечается, что если не рассматривать данные за 1932—1937 гг., то коэффициент корреляции между  $W$  и  $L'$  для 1893—1931 гг. становится равным  $+0,59$ , а для 1938—1970 гг.  $+0,43$ . Как видно, статистическая связь между изменениями чисел Вольфа и рассчитанной полезной потенциальной энергией атмосферы сравнительно слабая даже при обычной для такого рода исследований процедуре разделения исходного ряда данных на отдельные интервалы.

Несомненный интерес и пользу представляет сопоставление изменений метеорологических индексов и характеристик межпланетной среды вблизи Земли. Оказывается, например, что вариации межпланетного магнитного поля солнечного происхождения находят отклик в изменениях состояния нижней атмосферы. Это показано в работе [53], где найдено, что изменения давления атмосферы в северной и южной полярных шапках зависят от того, каким направлением обладало ММП в рассматриваемый период. В работах Э. Р. Мустеля и сотрудников (например, [54]) проанализированы связи изменений атмосферного давления и геомагнитной активности. Получено, что реакция атмосферного давления на геомагнитную возмущенность, обусловленную солнечной активностью, имеет различный знак даже для соседствующих регионов (например, для Восточной и для Западной Сибири). Более того, наблюдаемые эффекты изменения приземного давления могут с течением времени исчезать и даже заменяться эффектами другого знака. Имеются и другие примеры изменчивости солнечно-атмосферных связей на разных временных интервалах. «Нестационарность солнечно-атмосферных связей является не только характерной особенностью воздействия космических факторов на нижнюю атмосферу, но и наиболее серьезным препятствием к количественной оценке этих факторов, к практическому использованию их в долгосрочных прогнозах погоды» [24].

Достаточно неопределенными выглядят пока результаты сопоставления атмосферных процессов и нерегу-

лярных изменений длительности суток от года к году. Связано это в первую очередь с трудностью оценки момента сцепления между атмосферой и твердой Землей. С использованием метода момента сил (см. § 1.4) и некоторых допущений относительно характера взаимодействия воздушных потоков с земной поверхностью Н. С. Сидоренков [68] представил расчет изменений скорости суточного вращения Земли в 1956—1964 гг., результаты которого удовлетворительно согласуются с наблюдениями. Другими словами, в [68] показано, что атмосферная циркуляция вполне может быть ответственна за изменения скорости суточного вращения Земли от года к году.

А. Казенаве и К. Ламбек [118] в интервале последних 150 лет сопоставили изменения скорости суточного вращения Земли и различные климатические индексы (разности давлений, количества осадков, изменения температуры воздуха и т. д.). Впечатляющим выглядит соответствие в 1900—1965 гг. изменений скорости суточного вращения  $\delta\Omega/\Omega_0$  и глобальной температуры у поверхности Земли. Помимо качественного сопоставления вариаций скорости суточного вращения  $\delta\Omega/\Omega_0$  и климатических индексов авторы работы [118] предприняли попытку оценить возбуждающую функцию  $\Psi_z$  геострофических ветров и океанических течений исходя из сведений об изменении со временем градиента атмосферного давления и других косвенных данных. Было получено хорошее соответствие между изменениями рассчитанной функции  $\Psi_z$  и вариациями  $\delta\Omega/\Omega_0$  (коэффициент корреляции для различных вариантов порядка 0,7—0,8), но при отставании изменений  $\Psi_z$  от  $\delta\Omega/\Omega_0$  на 15 лет! Кроме того, оценки  $\Psi_z$ , полученные в [118], на порядок меньше тех значений, которые необходимы для объяснения наблюдаемых вариаций скорости суточного вращения Земли. На основании этого сделан вывод, что изменения атмосферной циркуляции не определяют вариаций скорости суточного вращения, а имеют общую с ними причину. Более вероятно предположить, что расчеты  $\Psi_z$  в [118] в какой-то мере ошибочны, чем принять гипотезу об общей обусловленности изменений атмосферных процессов и  $\delta\Omega/\Omega_0$ , тем более если в качестве такой общей причины предполагается изменение сейсмичности Земли [78]

и надо дополнительно еще найти объяснение 15-летнему запаздыванию проявления особенностей атмосферных процессов относительно вариаций скорости суточного вращения. Следует обратить внимание на то, что, согласно рис. 5 из работы [118], изменения глобальной поверхностной температуры не отстают, а, скорее, несколько опережают вариации длительности суток. Вообще говоря, той точки зрения, что нерегулярности земного вращения способны оказать влияние на характер протекания атмосферных процессов, придерживаются также авторы работы [50].

Приведенный выше обзор работ, в которых исследуются статистические связи солнечной активности и атмосферных процессов, с одной стороны, атмосферные процессы и нерегулярности скорости земного вращения — с другой, не дает окончательного ответа на вопрос о характере этих связей, хотя их реальность практически не вызывает сомнения. Вероятнее всего, что относительно быстрые (с характерными временами порядка несколько лет и меньше) изменения скорости суточного вращения Земли связаны опосредованно через атмосферу с переменным корпускулярным излучением Солнца и межпланетным магнитным полем солнечного происхождения. Переменный поток солнечного излучения на четыре порядка меньше потока волнового излучения и не может непосредственно влиять на температуру и циркуляцию верхней атмосферы. Действительно, диссипация энергии в типичной вращающейся барической системе с характерным размером 500 км составляет около  $10^{13}$  Дж/с [24], т. е. того же порядка, что и приток энергии от солнечного ветра. Очевидно, что только в случае «фокусировки» геомагнитным полем релятивистских частиц, возникающих в результате мощной протонной вспышки на Солнце, возможно непосредственное воздействие солнечного корпускулярного потока на динамику атмосферы. Большинство исследователей склоняется к мысли, что вариации характеристик солнечного ветра и ММП играют роль спускового механизма, обеспечивающего переход накопленной в атмосфере энергии из одного вида в другой (из потенциальной формы в кинетическую). Под действием внешних факторов может произойти усиление зональной циркуляции, ответственной за перераспреде-

ние вращательного импульса между атмосферой и твердой Землей.

Вполне возможно, что тепловой режим атмосферы изменяется в результате вариаций концентрации озона под действием ультрафиолетовой составляющей радиации Солнца. По мере накопления фактических данных этот вопрос будет, по-видимому, решен.

### § 5.3. ИНДЕКСЫ АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

Для сопоставления с солнечной активностью и различными геофизическими явлениями чаще всего используют климатические индексы, такие, как температура у поверхности, давление, количество осадков и т. д., определенные для конкретного региона земного шара. В то же время совершенно очевидно, что региональные климатические индексы мало пригодны для сопоставлений с глобальными геофизическими явлениями, например с изменениями режима суточного вращения Земли, поскольку в силу своей региональности они не могут полностью отразить общее физическое состояние атмосферы.

Далее будет рассмотрена возможность использования для сопоставления с вариациями длительности суток двух характеристик (индексов) атмосферной циркуляции. Достоинство их заключается в том, что они имеют глобальный характер (хотя и не являются планетарными, поскольку определены по данным наблюдений только северного полушария) и отражают динамику атмосферы непосредственно.

В метеорологии широко используется в качестве индекса зональной циркуляции относительная скорость вращения атмосферы  $10^3 (\alpha' / \Omega_0)$ , где  $\alpha'$  — угловая скорость вращения атмосферы. Для краткости далее обозначим этот индекс через  $\alpha$ . Значения  $\alpha$ , рассчитанные на каждый день для разных изобарических поверхностей, время от времени публикуются в «Трудах Гидрометеоцентра СССР». В табл. 4 по этим публикациям приведены среднемесячные значения индекса  $\alpha$  для северного полушария.

В качестве характеристики циклонической активности атмосферы в иностранной литературе используют

Среднемесечные значения индекса зональной циркуляции  $10^3(\alpha'/\Omega_0)$  на изобарической поверхности 500 мбар

Год	Месяц											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1949	45,5	46,0	31,1	38,6	34,3	26,8	27,5	29,1	30,3	43,5	43,0	43,5
1950	38,7	43,2	34,8	38,6	33,9	30,6	32,0	32,6	43,5	45,7	44,6	40,3
1951	42,2	42,3	35,3	32,5	28,5	24,0	30,9	30,8	30,8	40,6	50,2	51,5
1952	50,5	34,2	31,4	40,8	29,0	30,7	30,7	33,6	37,1	47,9	39,2	39,6
1953	37,1	35,5	39,1	22,4	25,4	22,4	28,7	31,7	41,1	46,7	46,7	48,1
1954	40,4	43,8	37,7	37,6	24,1	25,9	25,4	29,5	41,3	45,1	47,6	43,2
1955	36,3	36,0	36,6	34,6	33,8	26,2	28,8	33,7	41,6	45,4	39,3	45,7
1956	33,4	26,5	37,3	34,7	39,2	26,0	24,1	33,1	38,9	53,0	42,0	41,4
1957	44,4	34,7	30,7	35,9	26,0	24,1	22,7	29,7	33,4	46,2	45,3	53,8
1958	38,6	31,4	29,9	34,8	36,1	25,4	28,7	31,8	39,7	46,3	49,5	44,3
1959	33,5	42,8	39,3	41,6	30,6	25,2	29,4	30,8	38,3	44,2	40,1	45,7
1960	33,8	36,7	31,9	35,0	26,2	29,2	28,1	33,0	41,0	45,8	48,9	40,8
1961	36,3	39,7	40,8	39,4	32,4	33,4	28,1	37,8	44,1	47,0	48,0	35,9
1962	46,2	36,8	31,5	38,3	32,4	32,8	23,4	37,4	40,0	45,2	43,9	44,1
1963	24,9	29,8	43,6	33,2	38,6	31,2	28,8	30,6	40,8	50,0	45,3	38,9
1964	41,8	32,6	41,0	45,3	36,2	27,8	28,9	31,6	40,8	45,3	47,9	43,4
1965	40,9	34,1	39,5	36,2	36,6	34,1	28,6	35,8	37,9	47,6	46,7	47,9
1966	33,7	46,6	46,0	36,7	36,6	26,7	28,8	32,7	40,5	46,0	49,4	34,8
1967	42,2	42,8	44,1	41,2	29,2	28,2	28,2	32,8	38,2	46,4	42,4	40,0
1968	36,9	22,8	44,1	41,2	27,4	28,6	29,4	28,6	36,1	44,2	44,0	39,6
1969	31,3	30,5	35,6	42,1	35,0	30,3	28,7	28,6	40,5	42,1	46,5	32,6
1970	30,7	40,9	26,9	40,9	36,5	28,4	31,0	35,9	38,0	45,2	49,1	39,7
1971	41,9	35,2	35,5	36,0	33,6	27,0	26,1	33,6	37,0	50,2	47,1	47,1
1972	45,7	36,0	40,3	40,6	35,1	32,1	23,9	31,3	36,6	44,6	50,0	45,9
1973	44,6	42,2	37,9	33,2	29,2	27,6	26,6	33,0	40,6	47,0	45,2	45,6

Т а б л и ц а 5  
Среднемесячные значения индекса завихренности атмосферы  $V_A$  на изобарической поверхности 500 мбар,  $10^5 \text{ км}^2$   
(на середину месяца)

Год	Месяц											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1946	11,0	13,8	11,0	12,9	13,4	7,7	8,7	9,6	15,5	25,3	27,0	20,7
1947	24,4	25,2	25,7	22,4	21,0	16,5	14,6	14,4	18,1	22,1	20,8	27,2
1948	22,1	25,5	31,5	23,0	19,1	20,0	13,2	15,8	19,9	28,7	17,5	29,9
1949	29,3	20,0	25,1	20,1	15,0	14,6	14,5	14,6	21,0	26,9	20,8	18,5
1950	33,8	22,6	27,0	25,3	15,6	22,4	12,7	14,9	16,9	23,5	26,8	25,7
1951	27,3	30,0	28,2	24,5	23,4	16,0	14,2	13,7	18,4	25,6	28,5	27,2
1952	36,8	30,0	32,7	33,7	28,0	26,1	18,7	16,2	26,3	29,5	33,5	37,4
1953	55,8	51,0	50,4	52,9	46,1	34,3	35,2	33,6	41,8	47,6	53,1	47,4
1954	57,3	54,9	52,0	43,5	40,6	41,2	23,9	29,4	39,3	48,7	53,0	59,7
1955	56,8	60,3	58,2	33,2	27,0	18,3	21,6	19,4	29,2	29,9	20,2	37,3
1956	41,4	43,1	41,2	38,8	36,9	30,6	23,5	22,7	31,9	36,1	44,5	37,6
1957	42,6	38,8	44,7	36,5	36,7	30,6	23,0	28,6	36,3	39,6	40,4	41,8
1958	41,0	49,2	41,2	41,8	35,6	28,4	24,3	24,0	30,7	39,4	43,0	39,1
1959	46,0	35,0	40,6	44,5	35,6	31,1	26,1	24,5	30,3	36,8	41,4	45,9



1960	30,8	30,2	29,7	31,0	22,5	18,3	14,7	16,5	18,1	44,2	41,1	34,5
1961	32,5	32,2	29,8	32,2	24,5	19,4	13,1	19,0	30,8	38,7	31,4	28,6
1962	70,6	76,3	81,8	72,5	64,2	53,0	41,6	51,0	52,8	47,9	[55,2]	56,2
1963	59,7	59,8	57,3	47,1	40,6	29,2	19,8	24,2	27,9	37,0	41,0	47,5
1964	54,8	49,1	59,5	48,7	38,4	45,5	25,7	34,7	40,1	43,8	47,9	52,2
1965	59,2	53,6	48,4	45,5	36,0	33,1	28,7	24,4	38,9	45,2	49,1	52,3
1966	65,1	63,4	56,7	55,9	51,9	40,7	24,5	21,9	37,9	49,4	50,7	59,6
1967	53,8	61,6	45,4	50,9	39,1	37,5	25,4	32,3	45,7	46,5	48,8	59,7
1968	58,0	57,7	53,5	49,5	36,5	30,5	25,3	16,1	[30,0]	[37,7]	42,8	52,4
1969	45,4	42,2	51,8	42,8	32,0	26,8	20,2	26,1	30,8	37,8	45,3	50,9
1970	62,8	48,6	49,8	39,0	40,7	32,3	23,1	27,0	38,3	47,5	45,2	45,1
1971	52,4	56,0	49,4	51,1	36,4	29,5	18,6	22,8	29,3	35,4	38,5	43,6
1972	47,9	42,2	36,3	48,1	35,5	25,7	19,8	21,9	24,6	[30,9]	37,3	36,6
1973	44,6	38,3	37,2	31,1	30,6	30,2	20,6	19,5	27,8	32,6	38,7	43,3
1974	38,2	49,8	44,2	42,6	37,9	33,4	18,1	19,3	23,3	39,7	[37,5]	—
1975	42,3	45,2	43,0	40,6	34,3	21,0	21,8	25,3	32,8	38,6	49,9	35,4

Примечание. Значения в квадратных скобках относятся к тем месяцам, в которых имеются пропуски в наблюдении. В декабре 1974 г. наблюдений не было вообще.

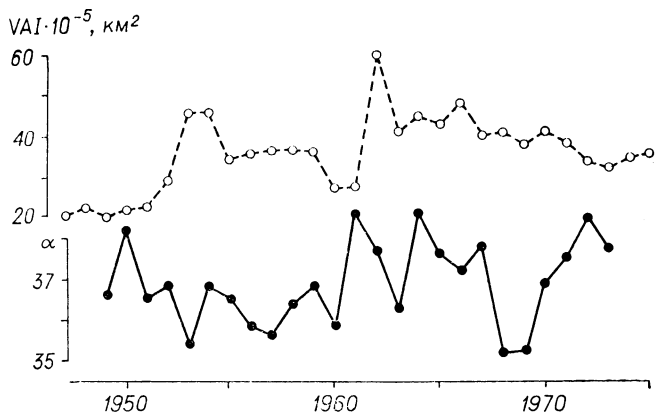


Рис. 5.1. Изменения от года к году атмосферных индексов  $VAI$  (вверху) и  $\alpha = 10^3 (\alpha'/\Omega_0)$  (внизу).

индекс завихренности (vorticity area index —  $VAI$ ) также на уровне 500 мбар. Индекс  $VAI$  определяется как полная площадь поверхности, где абсолютная завихренность атмосферы превышает  $20 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ , плюс полная площадь поверхности, где абсолютная завихренность более  $24 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ . Среднемесячные значения  $VAI$  для северного полушария получены по данным работы [158] и приведены в табл. 5.

Изменения среднегодовых значений индексов  $VAI$  и  $\alpha$  и коэффициент корреляции  $r$  в зависимости от сдвига во времени показаны на рис. 5.1 и 5.2. Вид функции  $r(\Delta t)$  на рис. 5.2 свидетельствует о наличии в изменениях  $VAI$  и  $\alpha$  периодичности в 12 месяцев. Экстремальные значения  $r$  не превышают 0,5, следовательно, характер изменений  $VAI$  и  $\alpha$  существенно различен, несмотря на одинаковую годовую вариацию. Это хорошо видно из сравнения спектров изменений  $VAI$  и  $\alpha$  (рис. 5.3). Для  $VAI$  характерно преобладание 12-месячной компоненты, для  $\alpha$  — полугодовой. Кроме того, в изменениях  $VAI$  имеется низкочастотная компонента, в то время как в  $\alpha$  она выражена слабо. Есть все основания считать, что изменения  $\alpha$  от года к году находятся на уровне ошибок определения. Колебания индекса зональной циркуляции в 1949—1972 гг. не превышают 4% от среднего значения  $\alpha$  за эти годы.

Анализ изменений  $VAI$  и  $\alpha$  свидетельствует о том, что для сопоставления с вариациями длительности суток более пригоден индекс завихренности атмосферы. На рис. 5.4 показана зависимость коэффициента корреляции между изменениями среднемесячных значений  $VAI$  и  $\delta P$  с декабря 1955 г. по сентябрь 1974 г. от сдвига по времени. Ясно, что реальным смыслом обладают значения  $r > 0$ , поскольку рост циклонической циркуляции (завихренности) сопровождается уменьшением зональной циркуляции атмосферы, вследствие чего уменьшается скорость суточного вращения Земли. Экстремальное значение величина  $r$  принимает при  $\Delta t \approx 2$  года, т. е. получается, что атмосферные процессы на 2 года опережают вариации скорости вращения Земли.

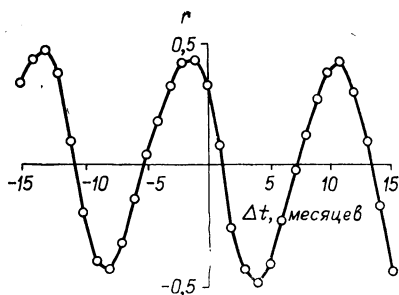


Рис. 5.2. Зависимость коэффициента корреляции  $r$  между  $VAI$  и  $\alpha$  от сдвига по времени  $\Delta t$ . Положительные значения  $\Delta t$  соответствуют случаям, когда изменения  $VAI$  опережают изменения  $\alpha$ .

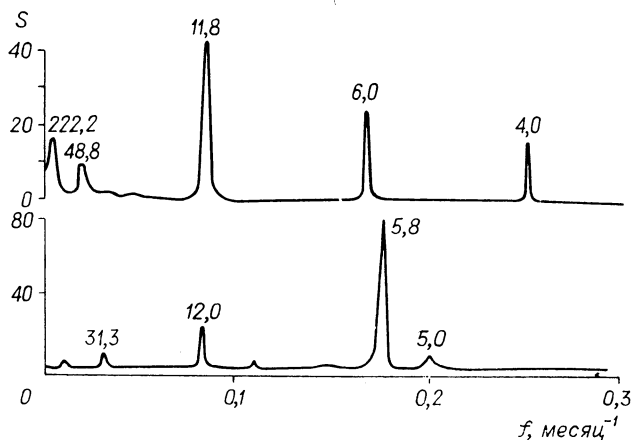


Рис. 5.3. Спектры изменений от месяца к месяцу индексов  $VAI$  (вверху) и  $\alpha$  (внизу).

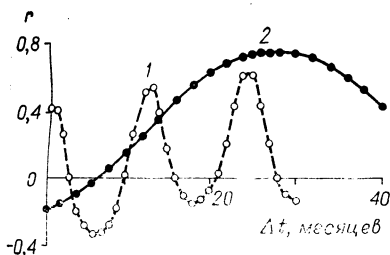


Рис. 5.4. Зависимость коэффициента корреляции  $r$  от сдвига по времени  $\Delta t$  для  $\delta P$  и  $VAI$  (кривая 1), для  $\delta P_{13, 13}$  и  $(VAI)_{13, 13}$  (кривая 2).

Еще более отчетливо видно это при сопоставлении  $VAI$  и  $\delta P$ , дважды сглаженных 13-месячными скользящими средними. Зависимость  $r$  от  $\Delta t$  для этого случая показана кривой 2 на рис. 5.4. Можно предполагать, что двухлетний сдвиг между изменениями  $VAI$  и  $\delta P$  связан либо просто с наличием в атмосферных процессах ква-

зидвухлетней периодичности, о чем упоминается во многих работах, либо с тем, что циклонические процессы в атмосфере обусловлены преимущественно корпускулярным излучением Солнца, а вариации земного вращения тесно связаны с изменениями секторной структуры ММП, которые имеют наиболее выраженный характер через 2—3 года после максимума 11-летнего цикла солнечной активности. Если принять второе предположение, то получается, что индекс  $VAI$  не полностью определяет уровень воздействия атмосферной циркуляции на режим суточного вращения Земли. Существуют какие-то атмосферные процессы, зависящие от изменений секторной структуры ММП, которые не находят отражения в индексе  $VAI$ .

В пользу одновременной и независимой обусловленности изменений скорости суточного вращения Земли двумя причинами, возможно, свидетельствует тот факт, что коэффициент корреляции между исходным рядом  $\delta P'_i$  и рядом  $\bar{\delta P}'_i = a(K_1)_i + b(VAI)_i$ , где постоянные  $a$  и  $b$  определены методом наименьших квадратов, оказывается выше, чем коэффициенты корреляции между  $\delta P'$  и  $K_1$ , а также между  $\delta P'$  и  $VAI$  в 1949—1971 гг. [39].

Некоторым доводом в пользу того, что индекс завихренности атмосферы зависит от корпускулярного излучения Солнца, может служить наличие корреляционной связи между изменениями чисел Вольфа  $W$  и  $VAI$  и отсутствие такой связи между индексами  $K_1$  и

$VAI$ . На рис. 5.5 показаны изменения сглаженных трехлетними скользящими средними  $W$  и  $VAI$  с 1947 по 1973 г. Коэффициент корреляции между  $W_3$  и  $(VAI)_3$  равен  $-0,50$ , т. е. уровень статистической связи между  $W_3$  и  $(VAI)_3$  сравнительно невысок; вполне возможно, что это связано с тем, что индекс  $VAI$  не является планетарным, а определен только по данным для северного полушария.

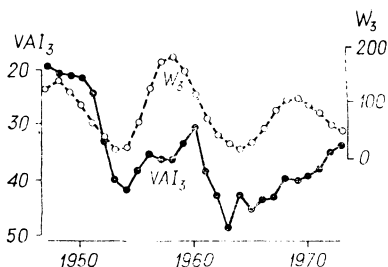


Рис. 5.5. Изменения чисел Вольфа  $W$  (вверху) и индекса  $VAI$  (внизу), сглаженные трехлетними скользящими средними.

Итак, если атмосферную циркуляцию характеризовать индексом циклонической активности атмосферы  $VAI$ , то удастся подтвердить связь изменений атмосферной циркуляции и скорости суточного вращения Земли. Солнечная обусловленность изменений  $VAI$  выявляется не очень отчетливо, причем вероятно, что циклоническая активность атмосферы слабо зависит от изменений секторной структуры межпланетного магнитного поля.

В зависимости от многих факторов, физическая сущность которых еще не ясна, под действием вариаций солнечной активности может измениться состояние атмосферы, но не обязательно это изменение может найти строго пропорциональный отклик в какой-нибудь одной конкретной метеорологической характеристике (например, в  $VAI$ ), тем более, если она не является планетарной. В то же время изменение циркуляции атмосферы, если оно не скомпенсировано по поверхности земного шара, может привести к изменению режима суточного вращения Земли.

Таким образом, нерегулярные изменения длительности суток хорошо коррелируют с вариациями солнечной активности, а конкретные метеорологические индексы не всегда обнаруживают тесную связь с солнечной активностью.

Имеется мнение [54], что солнечно-атмосферные связи обладают чуть ли не принципиальной неустойчивостью, которая проявляется в том, что характер этих

связей меняется в зависимости от широты места, от времени года, от уровня солнечной активности и т. д. Поэтому не исключено, что у поверхности Земли время от времени возникают такие условия, которые способствуют появлению нескомпенсированных азимутальных напряжений вдоль поверхности, в результате чего меняется скорость суточного вращения. Более того, в работе Н. Н. Павлова [55] высказано предположение, что нескомпенсированные касательные напряжения вдоль земной поверхности, возникающие под действием атмосферных процессов, способны привести к перемещению литосферных блоков. Здесь уместно вспомнить ставший классическим пример влияния перепада давления на западном и восточном склонах Скалистых гор на изменение скорости вращения Земли [51].

Вполне можно допустить, что гораздо меньший эффект, но достаточный, чтобы обеспечить наблюдаемые нерегулярности земного вращения, возникает где-нибудь у земной поверхности, а отражения в изменениях конкретных метеорологических индексов он не находит из-за общей сложности атмосферных процессов. В принципе этот вопрос может быть решен в результате тщательнейшего анализа совокупности метеорологических данных и материалов об изменениях длительности суток за достаточно продолжительное время.

#### **§ 5.4. ИЗМЕНЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ПОСТОЯННОЙ**

Физически наиболее ясным механизмом воздействия солнечной активности на динамику атмосферных процессов представляется изменение с течением времени солнечной постоянной, т. е. количества энергии Солнца, падающей за секунду на единицу земной поверхности. К сожалению, точность определения солнечной постоянной составляет в настоящее время почти 2%. Значения, полученные разными авторами, колеблются примерно от 1340 до 1360 Вт/м<sup>2</sup> [24]. В то же время дополнительный поток энергии в 20—30 Вт/м<sup>2</sup> может, по всей видимости, существенно повлиять на атмосферную циркуляцию [8]. Действительно, даже если коэффициент преобразования солнечной энергии в кинетическую энергию движения атмосферных масс

составляет всего 0,01, то и в этом случае при дополнительном потоке в  $20 \text{ Вт/м}^2$  кинетическая энергия атмосферы будет возрастать со скоростью  $2 \cdot 10^{13} \text{ Дж/с}$ , что достаточно для обеспечения изменения длительности суток со скоростью 0,1 мс/год. В настоящий момент нет возможности абсолютно точно ответить на вопрос о реальности изменения солнечной постоянной на несколько процентов. Однако некоторые предположения в этом отношении имеются. Остановимся на них.

Следует различать солнечные и земные факторы, ответственные за изменение солнечной постоянной. Под астрономической солнечной постоянной понимают то количество солнечной энергии, которое приходилось бы на единицу земной поверхности, если бы отсутствовала земная атмосфера. Изменения прозрачности стратосферных и мезосферных слоев, плотности частиц газопылевого облака около Земли и ряд других причин, не связанных с процессами на Солнце, приводят к тому, что существует различие между астрономической и метеорологической солнечными постоянными.

Многие исследователи склоняются к мысли, что уменьшение солнечной постоянной на 2—3% вполне достаточно, чтобы температура Земли понизилась на 1—2 К. Это вызвало бы сильное изменение климата Земли. Понижение температуры должно сопровождаться ростом ледников и увеличением альбедо Земли, что в конечном итоге приведет к новой ледниковой эпохе. Согласно некоторым космологическим гипотезам, наша Вселенная расширяется, следовательно, уменьшается значение гравитационной постоянной и увеличивается радиус земной орбиты, в результате чего наблюдается слабое уменьшение солнечной постоянной. Правда, оценки показывают, что относительные изменения солнечной постоянной на 2—3% за несколько десятков или даже сотен лет не могут быть вызваны изменением параметров земной орбиты, как, впрочем, и загрязнением атмосферы вулканической пылью. Остается предположить, что устойчивые уменьшения солнечной радиации, падающей на Землю, если таковые имели место в действительности, происходили вследствие нестабильности энерговыделения Солнца.

Солнечная постоянная измеряется различными методами с конца прошлого столетия. Наиболее продол-

жительный ряд наземных наблюдений получен в Смитсоновском институте (США) Ч. Абботом и сотрудниками. В этом институте выполнено несколько десятков тысяч отдельных определений солнечной постоянной [49]. Обработка данных наземных и даже аэростатных наблюдений интегрального потока солнечной радиации связана с преодолением ряда трудностей, вызванных необходимостью учета фактического состояния атмосферы, в первую очередь ее прозрачности. Чаще всего именно с этим связано различие результатов отдельных наземных определений. Поэтому наибольший интерес представляют измерения солнечной постоянной с помощью ракет и космических аппаратов, но, к сожалению, такие измерения носят пока весьма отрывочный характер. Например, по измерениям на КА «Маринер-6» и «Маринер-7» установлено, что колебания солнечной постоянной в зависимости от некоторых проявлений солнечной активности составляют всего 0,03% [96]. Наземные наблюдения дают вариации постоянной почти на два порядка больше. Поэтому авторы работы [96] предполагают, что вариации метеорологической солнечной постоянной связаны с изменениями концентрации озона под действием переменного ультрафиолетового излучения Солнца.

Некоторые указания на возможность изменения с течением времени солнечной постоянной получены с помощью фотометрии планет и их спутников. Сравнение яркости этих астрономических объектов с яркостью близлежащих звезд позволяет определить изменение солнечной постоянной, если выполняется предположение, что альbedo рассматриваемой планеты (или ее спутника) не меняется с течением времени. Этот метод позволяет автоматически исключить эффекты, связанные с вариациями прозрачности атмосферы, но совсем не очевидно постоянство альbedo планет. Именно по этой причине автор работы [122], обнаружив по фотометрическим данным значительные вариации яркости Нептуна, Урана и Титана, объяснил их изменением альbedo планет. В противном случае, по данным [122], получается, что имеют место вариации солнечной постоянной до 2—4% в интервале немногим более 10 лет.

Итак, из-за многих технических трудностей точность определения солнечной постоянной оставляет



желать лучшего, и реальность ее вариаций хотя бы на 2—3% остается в данный момент проблематичной. Не лучше пока обстоит дело и с построением физических механизмов, ответственных за вероятные изменения потока солнечной радиации. Возможно, что изменение светимости Солнца с характерным временем порядка  $10^5$  лет может быть связано с диффузией, турбулентностью и поглощением в стратифицированном подфотосферном слое [140]. Имеется также несколько попыток связать вариации солнечной постоянной с уровнем солнечной запятненности. Необходимо сразу заметить, что если такая связь и есть, то ее физический смысл гораздо глубже, нежели простая зависимость светимости Солнца от изменений суммарной площади пятен, поскольку нетрудно показать, что уменьшение солнечной постоянной в период наибольшей запятненности не превышает 0,1%.

В серии аэростатных исследований, выполненных сотрудниками Ленинградского университета [45], получена зависимость солнечной постоянной от чисел Вольфа  $W$ . Интересно, что и по данным работы [45], и на основании более ранних исследований в Смитсоновском институте при некоторых средних значениях  $W$  (примерно около 100) солнечная постоянная больше, чем при высоких и низких значениях  $W$ . По результатам [45] в зависимости от солнечной активности, характеризуемой числами Вольфа, солнечная постоянная изменяется в пределах 2—2,5%.

Вполне возможно, что изменения астрономической солнечной постоянной незначительны, а вариации интегрального потока солнечной радиации, достигающего земной поверхности, связаны с химически наиболее активными компонентами волнового излучения Солнца (с ультрафиолетом и рентгеном), переменность которых не вызывает сомнений. К сожалению, фотохимические процессы в земной атмосфере с количественной стороны изучены еще недостаточно, чтобы можно было однозначно решить вопрос о причине изменений метеорологической солнечной постоянной.

Большой интерес представляет итог сопоставления вариаций солнечной постоянной и особенностей изменения климата за два последних столетия [30]. Изменение солнечной постоянной восстановлено по данным об

изменении чисел Вольфа, согласно работе [45]. Оказывается, что полученные таким образом вариации солнечной постоянной хорошо согласуются со следующими климатическими особенностями [30]:

1) потеплением климата Европы во второй половине XVIII в.;

2) похолоданием во втором десятилетии XIX в. и ростом ледовитости;

3) малоледовитым периодом в Атлантике в 30- и 50-е годы XIX в., сопровождавшимся ростом температуры и сильной сухостью в умеренных широтах Евразии;

4) относительно холодным периодом с 80-х годов XIX в. по 1920 г.;

5) потеплением климата, низкой ледовитостью и увеличением сухости в умеренных широтах в 30-е годы XX в.;

6) похолоданием в высоких широтах в 50-е годы нашего столетия;

7) некоторым потеплением в 60-е годы и вторичным падением ледовитости.

Результат, полученный в работе [30], можно интерпретировать как довод в пользу соответствия низкочастотных изменений солнечной активности, характеризуемой числами Вольфа, и метеорологической солнечной постоянной. Из энергетических соображений ясно, что изменения потока солнечной энергии на 2—3% вполне достаточно, чтобы через атмосферу обеспечить характерные неприливно-ые изменения длительности земных суток. Если связь между вариациями солнечной постоянной и числами Вольфа реальна, то совершенно понятной представляется зависимость низкочастотных изменений скорости суточного вращения Земли от  $W_{11,11}$  (см. § 4.2).

## ОЦЕНКА ФУНКЦИИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ МЕТОДОМ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ

Временные ряды, описывающие изменения большинства геофизических процессов, представляют собой существенно полигармонические ряды со значительной компонентой шума, обусловленной как погрешностями измерений, так и физической природой самих процессов. Поэтому проблема установления причинно-следственных связей различных процессов тесно связана с проблемой выявления скрытых периодичностей в них. Во многих случаях задача выявления периодичностей осложняется тем, что анализируемый временной ряд имеет длину, сравнимую с периодом одной из предполагаемых компонент. В таком случае практически исключается возможность установления периода этой компоненты посредством линейного преобразования исходного ряда (например, методом усреднения процесса за пробный период или методом Бью-Балло), поскольку при каждом шаге преобразования длина ряда сокращается на длину пробного периода, а эффективность линейного преобразования пропорциональна числу шагов. В этом плане более перспективны нелинейные преобразования, в частности корреляционные методы выявления скрытых периодичностей [63].

Пусть  $X(t)$  — стационарный случайный процесс, эргодический по отношению к автокорреляционным функциям. Тогда его автокорреляционная функция  $R(s)$  для сдвига по времени  $s$  может быть вычислена по единственной реализации  $x(t)$ . Для определенности положим, что процесс  $X(t)$  задан в конечном интервале времени посредством дискретного ряда значений  $x_1, x_2, \dots, x_n$  в  $n$  равноотстоящих точках. Тогда для  $R(s)$  имеем оценку

$$R(s) = \frac{1}{n-s} \sum_{j=1}^{n-s} x_j x_{j+s}. \quad (1)$$

Здесь и далее полагаем, что ряд  $x_j$  центрирован, т. е.  $\sum_{j=1}^n x_j = 0$ . Из условия стационарности процесса  $X(t)$  следует, что  $R(s) = R(-s)$ . Функция спектральной плотности  $S(f)$  определяется как преобразование Фурье ряда автокорреляций  $R(s)$  и для случая дискретной записи  $x(t)$  имеет оценку

$$S(f) = \Delta t \sum_{s=-\infty}^{\infty} R(s) z^{-s}, \quad (2)$$

где  $\Delta t$  — временной интервал, соответствующий шагу дискретной записи процесса  $X(t)$ ;  $z = \exp(i \cdot 2\pi f \cdot \Delta t)$ ;  $f$  — частота циклов в единицу времени. По месту расположения пиков в  $S(f)$  можно определить значения частот гармоник в  $x(t)$ .

Нетрудно заметить, что  $S(f)$  — периодическая функция с периодом  $1/\Delta t$ , следовательно, полностью она определена в полосе частот  $-f_N \leq f \leq f_N$ , где  $f_N = 1/2\Delta t$  — частота Найквиста. Из-за конечности ряда  $x_j$  в (2) все автокорреляции для  $|s| \leq n$  не определены. Можно положить их равными нулю, тогда оценка  $S(f)$  будет иметь вид

$$S(f) = \Delta t \sum_{s=-n+1}^{n-1} R(s) z^{-s}. \quad (3)$$

Даже в чисто полигармоническом процессе (в отсутствие шума), когда  $s \rightarrow n-1$ , при вычислении автокорреляций  $R(s)$  возникают ошибки, связанные с потерей информации в результате сокращения числа членов в сумме (1). Это приводит к искажению реального спектра вплоть до того, что оценка (3) на некоторых частотах принимает отрицательные значения. До последнего времени основным методом устранения подобных ошибок был метод сглаживания ряда автокорреляций таким образом, чтобы уменьшить вклад  $R(s)$  в оценку (3) при  $s \rightarrow n-1$  [82]. Следует заметить, что такое сглаживание необходимо вносит элемент субъективности

в результат оценки  $S(f)$  за счет дополнительной информации, не содержащейся в исходной записи ряда  $x_j$ .

Недавно Дж. Бург предложил новый метод оценки  $S(f)$  с использованием понятия энтропии случайного процесса. Строгое обоснование этого метода, получившего название метода максимальной энтропии (ММЭ), можно найти в работе [157]. Приводим вывод основных уравнений ММЭ.

Плотность энтропии случайного процесса, функция плотности вероятности которого соответствует распределению Гаусса, с точностью до постоянной равна [157]

$$h = \frac{1}{4f_N} \int_{-f_N}^{f_N} \ln S(f) df. \quad (4)$$

Метод Бурга основывается на требовании стационарности  $h$  относительно неизвестных автокорреляций, т. е. необходимо, чтобы

$$\frac{\partial h}{\partial R(s)} = 0 \quad \text{при} \quad |s| \geq n.$$

С учетом (2) это даст

$$\int_{-f_N}^{f_N} \frac{z^{-s}}{S(f)} df = 0 \quad \text{при} \quad |s| \geq n. \quad (5)$$

Условие (5) означает, что спектр периодической функции  $1/S(f)$  ограничен, следовательно, ее можно представить в виде конечного ряда по степеням  $z$

$$\frac{1}{S(f)} = \sum_{s=-n+1}^{n-1} \lambda_s z^s, \quad (6)$$

где  $\lambda_s$  — постоянные. По определению, величина  $S(f)$  реальна и неотрицательна, поэтому, согласно (6), можно записать, что

$$S(f) = \frac{C}{\left| 1 + \sum_{s=1}^{n-1} a_s z^s \right|^2}, \quad (7)$$

где  $C$  и  $a_s$  — постоянные. Подставив (7) в (3) и приравняв коэффициенты при равных степенях  $z$ , получаем следующую систему уравнений для определения  $C$  и  $a_s$ :

$$2f_N \sum_{j=0}^{n-1} a_j R(k-j) = C \delta_k^0, \quad (8)$$

где  $a_0 = 1$  и  $\delta_k^0$  — символ Кронекера.

Смысл постоянных  $C$  и  $a_s$  можно выяснить следующим образом. Предположим, что посредством линейного преобразования ряда значений  $x_k$  можно с некоторой точностью предсказать значения  $\tilde{x}_j$ , а именно

$$\tilde{x}_j = \sum_{m=1}^{n-1} g_m x_{j-m},$$

где коэффициенты  $g_1, g_2, \dots, g_{n-1}$  образуют так называемый фильтр предсказания. Отклонения предсказанных значений от наблюдаемых образуют ряд ошибок предсказания

$$\varepsilon_j = x_j - \tilde{x}_j = \sum_{m=0}^{n-1} \gamma_m x_{j-m}, \quad (9)$$

где коэффициенты  $\gamma_0 = 1, \gamma_1 = -g_1, \gamma_2 = -g_2, \dots, \gamma_{n-1} = -g_{n-1}$  являются компонентами фильтра ошибок предсказания (ФОП) длины  $n$ . Потребуем, чтобы для всех  $\gamma_k$  ( $k = 1, 2, \dots, n-1$ ) выполнялось условие

$$\frac{\partial}{\partial \gamma_k} \left[ \sum_{j=1}^{n-1} \varepsilon_j^2 \right] = 0.$$

Тогда, воспользовавшись (9) и определением (1), имеем

$$\sum_{s=1}^{n-1} \gamma_s R(k-s) = 0. \quad (10)$$

Принимая во внимание, что мощность ряда ошибок предсказания равна

$$P_n = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \varepsilon_j^2 = \sum_{s=0}^{n-1} \gamma_s R(-s), \quad (11)$$

получаем, объединив (10) и (11), систему уравнений

$$\sum_{s=0}^{n-1} \gamma_s R(k-s) = P_n \delta_k^0 \quad (12)$$

для  $k = 0, 1, 2, \dots, n-1$ , которая совпадает с (8) при  $\gamma_s = a_s$  и  $P_n = 2f_n C$ .

Оценка функции спектральной плотности в терминах фильтра ошибок предсказания с учетом (7) имеет вид

$$S(f) = \frac{P_n}{2f_N \left| 1 + \sum_{s=1}^{n-1} \gamma_s z^s \right|^2}. \quad (13)$$

Следовательно, согласно (13) оценка  $S(f)$  с использованием метода максимальной энтропии сводится к определению ФОП и мощности ошибок предсказания из системы уравнений (12). Учитывая четность автокорреляционных функций, систему (12) можно записать в матричной форме:

$$\begin{vmatrix} R(0) & R(1) & \dots & R(n-1) \\ R(1) & R(0) & \dots & R(n-2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ R(n-1) & R(n-2) & \dots & R(0) \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 \\ \gamma_1 \\ \vdots \\ \gamma_{n-1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} P_n \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{vmatrix}. \quad (14)$$

Непосредственно определение  $P_n$  и  $\gamma_s$  из (14) очень трудоемко, так как необходимо выполнять обращение матрицы автокорреляций. Дж. Бург предложил рекурсивный метод решения системы (14). Суть этого метода сводится к тому, что система уравнений (14) рассматривается последовательно для  $n = 1, n = 2$  и т. д., причем на каждом шаге используется дополнительное условие минимума мощности ряда ошибок предсказания относительно очередного значения  $\gamma_n$  в виде  $\partial P_n / \partial \gamma_n = 0$ .

Полагая  $n = 1$ , вместо (14) имеем

$$P_1 = R(0) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n x_j^2. \quad (15)$$

При  $n = 2$  из (14) получаем

$$\begin{vmatrix} R(0) & R(1) \\ R(1) & R(0) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 \\ \gamma_{1,1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} P_2 \\ 0 \end{vmatrix}. \quad (16)$$

Мощность ряда ошибок предсказания равняется полусумме квадратов ошибок предсказания в прямом и обратном направлениях, которые для  $n = 2$  определяются согласно (9) как

$$\varepsilon_{j,1}^f = x_j + \gamma_{1,1}x_{j-1};$$

$$\varepsilon_{j,1}^b = x_j + \gamma_{1,1}x_{j+1}.$$

Следовательно,

$$P_2 = \frac{1}{2(n-1)} \sum_{j=1}^{n-1} \{ (x_{j+1} + \gamma_{1,1}x_j)^2 + (x_j + \gamma_{1,1}x_{j+1})^2 \}.$$

Отсюда и из условия  $\partial P_2 / \partial \gamma_{1,1} = 0$  получаем

$$\gamma_{1,1} = \frac{-2 \sum_{j=1}^{n-1} x_j x_{j+1}}{\sum_{j=1}^{n-1} (x_j^2 + x_{j+1}^2)}.$$

Тогда решение системы (16) относительно  $R(1)$  и  $P_2$  даст с учетом (15)

$$R(1) = -\gamma_{1,1}R(0), \quad P_2 = (1 - \gamma_{1,1}^2) P_1.$$

Для  $n = 3$  систему (14) можно записать в виде

$$\begin{vmatrix} R(0) & R(1) & R(2) \\ R(1) & R(0) & R(1) \\ R(2) & R(1) & R(0) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 \\ \gamma_{1,1} \\ 0 \end{vmatrix} + \gamma_{2,2} \begin{vmatrix} 0 \\ \gamma_{1,1} \\ 1 \end{vmatrix} = \\ = \begin{vmatrix} P_2 \\ 0 \\ \Delta_2 \end{vmatrix} + \gamma_{2,2} \begin{vmatrix} \Delta_2 \\ 0 \\ P_2 \end{vmatrix} \quad (17)$$

при  $P_3 = P_2 + \gamma_{2,2}\Delta_2$ ;  $\Delta_2 = -\gamma_{2,2}P_2$ ;  $\gamma_{1,2} = \gamma_{1,1} + \gamma_{2,2}\gamma_{1,1}$ .

Определяя аналогично предыдущему  $P_3$  как



$$P_3 = \frac{1}{2(n-2)} \sum_{j=1}^{n-2} \{ (x_{j+2} + \gamma_{1,2}x_{j+1} + \gamma_{2,2}x_j)^2 + \\ + (x_j + \gamma_{1,2}x_{j+1} + \gamma_{2,2}x_{j+2})^2 \},$$

из условия минимума  $\partial P_3 / \partial \gamma_{2,2} = 0$  можно получить

$$\gamma_{2,2} = \frac{-2 \sum_{j=1}^{n-2} \{ (x_{j+2} + \gamma_{1,1}x_{j+1}) (x_j + \gamma_{1,1}x_{j+1}) \}}{\sum_{j=1}^{n-2} \{ (x_{j+2} + \gamma_{1,1}x_{j+1})^2 + (x_j + \gamma_{1,1}x_{j+1})^2 \}}.$$

Тогда решение (17) дает

$$R(2) = -\gamma_{1,2}R(1) - \gamma_{2,2}R(0); \quad P_3 = (1 - \gamma_{2,2}^2) P_2.$$

После  $(m+1)$ -й рекурсии образуется ФОН длины  $(m+2)$ , а именно:  $1, \gamma_{1,m+1}, \gamma_{2,m+1}, \dots, \gamma_{m,m+1}, \gamma_{m+1,m+1}$ , где, согласно [157],

$$\gamma_{m+1,m+1} = \frac{-2 \sum_{j=1}^{n-m-1} \varepsilon_{j+m+1,m}^f \varepsilon_{j,m}^b}{\sum_{j=1}^{n-m-1} \{ [\varepsilon_{j+m+1,m}^f]^2 + [\varepsilon_{j,m}^b]^2 \}};$$

$$\varepsilon_{j,m}^f = x_j + \gamma_{1,m}x_{j-1} + \dots + \gamma_{m,m}x_{j-m};$$

$$\varepsilon_{j,m}^b = x_j + \gamma_{1,m}x_{j+1} + \dots + \gamma_{m,m}x_{j+m};$$

$$\gamma_{1,m+1} = \gamma_{1,m} + \gamma_{m+1,m+1}\gamma_{m,m},$$

$$\gamma_{2,m+1} = \gamma_{2,m} + \gamma_{m+1,m+1}\gamma_{m-1,m},$$

$$\vdots \quad \quad \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots$$

$$\gamma_{m,m+1} = \gamma_{m,m} + \gamma_{m+1,m+1}\gamma_{1,m};$$

$$P_{m+2} = P_{m+1} (1 - \gamma_{m+1,m+1}^2).$$

Алгоритм Бурга не составляет большого труда реализовать в программе для ЭВМ. Надо заметить, что время счета довольно сильно зависит от числа членов  $n$

исследуемого ряда и от числа рекурсий  $m$  (от длины ФОП). При  $n \sim 200$  и  $m \sim 120$  время счета одного варианта не превышает 20 мин при использовании ЭВМ М-222.

Оценка функции спектральной плотности с использованием ММЭ обладает некоторым преимуществом перед прочими известными методами. В первую очередь это касается высокой разрешающей способности ММЭ [89, 170], что позволяет анализировать сравнительно короткие временные ряды. Однако в последних работах, посвященных спектральному анализу с применением ММЭ, отмечается ряд недостатков, присущих этому методу: имеют место небольшие смещения по частоте спектральных пиков в зависимости от числа рекурсий и фазы исследуемого сигнала; нет простого соотношения между амплитудами гармоник и оценками  $S(f)$ ; неизвестна точность оценки  $S(f)$  [31].

Не решен также вопрос о выборе оптимального числа рекурсий (длины ФОП) при реализации алгоритма Бурга, несмотря на то, что этому вопросу уделяется обычно большое внимание почти в каждой работе, посвященной использованию ММЭ для спектрального анализа. Ясно только, что при малой длине ФОП мала разрешающая способность метода, и исследователь рискует не заметить существенных особенностей в спектре анализируемого явления; при чрезмерно большой длине ФОП в спектре возникают несущественные, а иногда и нерелевантные подробности [145]. Считают обычно, что число рекурсий при реализации алгоритма Бурга, составляющее примерно 20—50% от числа членов анализируемого ряда, является оптимальным [171]. В настоящей работе во всех случаях при анализе спектров с помощью ММЭ число рекурсий составляло около 30% от числа членов исследуемых временных рядов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Акасофу С. И. Чепмен С. Солнечно-земная физика. Ч. 2. М., Мир, 1975. 512 с.
2. Ануфриев А. П., Брагинский С. И. О влиянии неровностей границ земного ядра на скорость жидкости и магнитное поле. III.— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. 17, с. 742—750.
3. Афанасьева В. И., Калинин Ю. Д., Могилевский Э. И. Некоторые элементы теории геомагнитных бурь.— Геомагнетизм и аэрономия, 1964, т. 4, с. 722—731.
4. Афанасьева В. И., Калинин Ю. Д., Могилевский Э. И. Изменения ото дня ко дню скорости суточного вращения Земли и возможные причины этих изменений.— Геомагнетизм и аэрономия, 1965, т. 5, с. 1098—1099.
5. Белоцерковский Д. Ю. Последние данные об изменениях скорости вращения Земли.— В кн.: Материалы Пленума Комиссии по изучению вращения Земли. Киев, Наукова думка, 1974, с. 15.
6. Бенькова Н. П., Могилевский Э. И. Эволюционные и импульсные изменения главного геомагнитного поля, вращения Земли и солнечная активность.— Phys. Solariterr., Potsdam, 1976, № 3, с. 3—12.
7. Бильде Ю. А. Оценка неравномерности вращения Земли, вызванной магнитными возмущениями Солнца.— Аэрономия и астрофизика, Киев, 1976, вып. 28, с. 14—21.
8. Борисенков Е. П. Изменения в атмосфере и их связь с солнечной активностью.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеоиздат, 1974, с. 111—120.
9. Борисенко Е. П., Приемов В. Н. Энергетическая оценка климатических трендов последнего столетия.— Письма в Астроном. ж., 1976, т. 2, с. 44—49.
10. Брагинский С. И. О строении слоя F и причинах конвекции в ядре Земли.— Докл. АН СССР, 1963, т. 149, с. 1311—1314.
11. Брагинский С. И. О самовозбуждении магнитного поля при движении хорошо проводящей жидкости.— ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 1084—1098.
12. Брагинский С. И. Магнитогидродинамика земного ядра.— Геомагнетизм и аэрономия, 1964, т. 4, с. 898—916.

13. Брагинский С. И. Кинематические модели гидромагнитного динамо Земли.— Геомагнетизм и аэрономия, 1964, т. 4, с. 732—747.
14. Брагинский С. И. Магнитные волны в ядре Земли.— Геомагнетизм и аэрономия, 1967, т. 7, с. 1050—1060.
15. Брагинский С. И. Магнитогидродинамические крутильные колебания в земном ядре и вариации длины суток.— Геомагнетизм и аэрономия, 1970, т. 10, с. 3—12.
16. Брагинский С. И. Происхождение магнитного поля Земли и его вековых вариаций.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1972, № 10, с. 3—14.
17. Брагинский С. И. Почти аксиально-симметричная модель гидромагнитного динамо Земли. 1.— Геомагнетизм и аэрономия, 1975, т. 15, с. 149—156.
18. Брагинский С. И., Николайчик В. В. Оценка электропроводности нижней мантии Земли по запаздыванию электромагнитного сигнала.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1973, № 9, с. 77—79.
19. Брагинский С. И., Фишман В. М. Экранирование магнитного поля в мантии при электропроводности, сосредоточенной вблизи границы с ядром.— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. 17, с. 907—915.
20. Брагинский С. И., Фишман В. М. Электромагнитное взаимодействие ядра и мантии при электропроводности, сосредоточенной вблизи границы с ядром.— Геомагнетизм и аэрономия, 1976, т. 16, с. 907—913.
21. Брагинский С. И., Фишман В. М. 60-летние вариации геомагнитного поля и электропроводность мантии.— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. 17, с. 916—926.
22. Бурлацкая С. П. Археомагнетизм, исследование магнитного поля Земли в прошлые эпохи. М., Наука, 1965. 127 с.
23. Витинский Ю. И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. Л., Наука, 1973. 258 с.
24. Витинский Ю. И., Оль А. И., Сазонов Б. И. Солнце и атмосфера Земли. Л., Гидрометеиздат, 1976. 351 с.
25. Витязев А. Е., Люстих Е. Н., Николайчик В. В. Проблема образования ядра и мантии Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1977, № 8, с. 3—14.
26. Головков В. П. Связь вековых вариаций геомагнитного поля с суточным вращением Земли.— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. 17, с. 735—741.
27. Головков В. П., Коломийцева Г. И. Морфология 60-летних вариаций геомагнитного поля в Европе.— Геомагнетизм и аэрономия, 1971, т. 11, с. 674—678.
28. Головков В. П., Ривин Ю. Р. Двадцатилетние вариации магнитного поля Земли.— Геомагнетизм и аэрономия, 1976, т. 16, с. 746—748.
29. Долгинов Ш. Ш. Магнетизм планет.— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. 17, с. 569—595.
30. Дроздов О. А., Полозова Л. Г., Сазонов Б. И. Вековой ход температуры и осадков и его отражение в ходе прироста деревьев и связь с солнечной активностью.— В кн.: Дендроклиматохронология и радиоуглерод. Наука, 1972, с. 32—36.

31. Емец А. И., Яцкиив Я. С. О применении метода оценивания спектра с максимальной энтропией для изучения свободной близосуточной нутации.— Астрометрия и астрофизика, Киев, 1976, вып. 29, с. 3—8.
32. Жарков В. Н. Об электропроводности нижней мантии.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1966, № 9, с. 3—11.
33. Жарков В. Н., Трубицын В. П., Самсоненко Л. В. Физика Земли и планет. М., Наука, 1971. 384 с.
34. Калинин Ю. Д. Вековые геомагнитные вариации и изменения длины суток.— Метеорология и гидрология, 1949, № 3, с. 15—19.
35. Калинин Ю. Д., Киселев В. М. Солнечная обусловленность изменений длины суток, сейсмичности Земли и геомагнитного момента.— Геомагнетизм и аэрономия, 1976, т. 16, с. 858—861.
36. Калинин Ю. Д., Киселев В. М. Связь нерегулярных изменений суточного вращения Земли и солнечной активности. Препринт ИФСО-53Ф. Красноярск, 1976.
37. Калинин Ю. Д., Киселев В. М. Солнечная обусловленность магнитогидродинамических колебаний крутильного типа в земном ядре.— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. 17, с. 166.
38. Калинин Ю. Д., Киселев В. М. О связи нерегулярных изменений суточного вращения Земли и скорости солнечного ветра.— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. 17, с. 964—965.
39. Калинин Ю. Д., Киселев В. М. Изменения длины суток, атмосферная циркуляция и межпланетные магнитные поля.— Геомагнетизм и аэрономия, 1978, т. 18, с. 746—747.
40. Калинин Ю. Д., Киселев В. М. Спектральный анализ вариаций длительности земных суток, характеристик солнечной активности и атмосферной циркуляции.— Геомагнетизм и аэрономия, 1978, т. 18, с. 818—826.
41. Калинин Ю. Д., Киселев В. М. Неравномерности суточного вращения Земли и солнечная активность. Препринт № 20 (219) ИЗМИРАН. М., 1978.
42. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. М., ИЛ, 1959. 132 с.
43. Ковалевский И. В. Энергетические аспекты солнечно-земных связей.— В кн.: Результаты исследований по международным геофизическим проектам. М., Наука, 1976. 52 с.
44. Коваленко В. А. Происхождение квазистационарных высокоскоростных потоков солнечного ветра (обзор).— Геомагнетизм и аэрономия, 1978, т. 18, с. 769—797.
45. Кондратьев К. Я., Никольский Г. А. Вариации солнечной постоянной по аэростатным исследованиям в 1962—1968 гг.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, с. 227—238.
46. Корсунь А. А., Сидоренков Н. С. Спектральный анализ пульсаций скорости вращения Земли.— Астроном. ж., 1970, т. 47, с. 1121—1127.
47. Корсунь А. А., Сидоренков Н. С. Об амплитудной модуляции волн в изменениях скорости суточного вращения Земли.— Астроном. ж., 1974, т. 51, с. 658—663.

48. Кропоткин П. П. Возможная роль космических факторов в геотектонике.— Геотектоника, 1970, № 2, с. 30—46. .
49. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М., Наука, 1972. 288 с.
50. Максимов И. В., Слепцов-Шевлевич Б. А. Изменение скорости вращения Земли и барическое поле северного полушария Земли.— Докл. АН СССР, 1973, т. 210, с. 79—81.
51. Манк У., Макдональд Д. Вращение Земли. М., Мир, 1964. 384 с.
52. Мансуров С. М. Новые доказательства связи между магнитными полями космического пространства и Земли.— Геомагнетизм и аэрономия, 1969, т 9, с. 768—770.
53. Мансуров С. М., Мансурова Л. Г., Мансуров Г. С. Связь магнитного и барических полей околополюсных областей Земли с секторной структурой ММП.— В кн.: Исследование динамических процессов в верхней атмосфере. М., Гидрометеиздат, 1976, с. 39—47.
54. Мустель Э. Р., Чертопруд В. Е., Хведелиани В. А. Сравнение изменений поля приземного атмосферного давления в периоды высокой и низкой геомагнитной активности.— Астроном. ж., 1977, т. 54, с. 682—697.
55. Павлов Н. Н. Колебания скорости вращения Земли и горизонтальные движения земной коры.— В кн.: Вращение Земли и определение времени, М., Наука, 1969, с. 5—14.
56. Парийский Н. Н. Неравномерность вращения Земли.— Труды Геофиз. ин-та АН СССР, 1955, № 26 (153).
57. Паркер Е. Н. Динамические процессы в межпланетной среде. М., Мир, 1965. 362 с.
58. Пильник Г. П. Приливная неравномерность вращения Земли.— Астроном. ж., 1975, т. 52, с. 178—188.
59. Подобед В. В., Нестеров В. В. Общая астрометрия. М., Наука, 1975.
60. Пушкин А. Н., Чернова Т. А. Особенности пространственно-временной структуры вековой вариации геомагнитного поля. Препринт № 18 ИЗМИРАН. М., 1972.
61. Румшиский Л. З. Математическая обработка результатов эксперимента. М., Наука, 1971, с. 192.
62. Сазонов Б. И. Энергетика атмосферных процессов и космические лучи.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. М., Гидрометеиздат, 1974, с. 248—258.
63. Серебренников М. Г., Первозванский А. А. Выявление скрытых периодичностей. М., Наука, 1965. 244 с.
64. Сидоренков Н. С. Неравномерность вращения Земли по данным астрономических наблюдений за период 1955,5—1965,0.— Астроном. ж., 1967, т. 44, с. 650—662.
65. Сидоренков Н. С. Неравномерность вращения Земли по данным астрономических наблюдений за период 1965,0—1968,0.— Астроном. ж., 1969, т. 46, с. 215—218.
66. Сидоренков Н. С. Неравномерность вращения Земли по данным астрономических наблюдений за период 1968,0—1971,0.— Астроном. ж., 1971, т. 48, с. 1305—1307.
67. Сидоренков Н. С. Неравномерность вращения Земли по

- данным астрономических наблюдений.— *Астроном. ж.*, 1975, т. 52, с. 1108—1112.
68. Сидоренков Н. С. Влияние атмосферной циркуляции на скорость вращения Земли на примере 1956,8—1964,8 гг.— *Астроном. ж.*, 1968, т. 45, с. 892—903.
  69. Сидоренков Н. С. К вопросу о методах оценки влияния атмосферной циркуляции на скорость вращения Земли.— *Астроном. ж.*, 1968, т. 45, с. 382—388.
  70. Соуорд А. М., Робертс П. Х. Современное состояние теории МГД-динамо.— *Магнитная гидродинамика*, 1976, № 1, с. 3—51.
  71. Френкель Я. И. О происхождении земного магнетизма.— *Докл. АН СССР*, 1945, т. 49, с. 98—101.
  72. Хемминг Р. В. Численные методы для научных работников и инженеров. М., Наука, 1972. 400 с.
  73. Шерклиф Дж. Курс магнитной гидродинамики. М., Мир, 1967. 320 с.
  74. Штеенбек М., Краузе Ф. Возникновение магнитных полей звезд и планет в результате турбулентного движения их вещества.— *Магнитная гидродинамика*, 1967, № 3, с. 19—44.
  75. Эйгенсон М. С. Солнечная природа неравномерности вращения Земли.— *Циркуляр № 28*, Львовский гос. ун-т, Астроном. обсерватория, 1954.
  76. Яновский Б. М. Земной магнетизм. Т. 1. Изд-во ЛГУ, 1964. 445 с.
  77. Acheson D., Hide R. Hydromagnetics of rotating fluids. *Reports on Progress in Physics*, 1973, v. 36, p. 159—221.
  78. Anderson D. Earthquakes and the rotation of the Earth.— *Science*, 1974, v. 186, N 4158, p. 49—50.
  79. Babcock H. W. The topology of the sun's magnetic field and the 22-year cycle.— *Astrophys. J.*, 1961, v. 133, p. 572—587.
  80. Ball R. H., Kahle A. B., Vestine E. H. Determination of surface motions of the Earth's core.— *J. Geophys. Res.*, 1969, v. 74, p. 3659—3680.
  81. Basu D. Index of solar ratio burst activity at 10.7 cm.— *Nature*, 1968, v. 219, p. 597—599.
  82. Blackman R., Tukey J. The measurement of power spectra from the point of view of the communications engineer.— *Bell. System Tech. J.* 1958, v. 37, p. 185.
  83. Brans C., Dicke R. H. Mach's Principle and a relativistic theory of gravitation.— *Phys. Rev.*, 1961, v. 124, p. 925—935.
  84. Brouwer D. A study of the changes in the rate of rotation of the Earth.— *Astron. J.*, 1952, v. 57, p. 125—146.
  85. Bullard E. C., Freedman C., Gellman H., Nixon J. The westward drift of the Earth's magnetic field.— *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1950, v. A 243, p. 67—92.
  86. Bullard E. C., Gellman H. Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism.— *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1954, v. A 247, p. 213—278.
  87. Burns J. A., Halpern G. Dynamics of a charged particle in a spiral field.— *J. Geophys. Res.*, 1968, v. 73, p. 7377—7384.

88. **Challinor R. A.** Variations in the rate of rotation of the Earth.— *Science*, 1971, v. 172, N 3987, p. 36—39.
89. **Chen W. Y., Stegen G. R.** Experiments with maximum entropy power spectra of sinusoids.— *J. Geophys. Res.*, 1974, v. 79, p. 3019—3022.
90. **Danjon A.** Sur les variations de la rotation de la Terre et sur une cause possible de la variation aléatoire.— *C. r. Acad. Sci.*, 1958, v. 247, p. 2061—2066.
91. **Dicke R.** Gravitation, an enigma.— *J. Washington Acad. Sci.*, 1958, v. 48, p. 213.
92. **Dungey J. M.** Interplanetary magnetic field and the auroral zones.— *Phys. Rev. Lett.*, 1961, v. 6, p. 47—48.
93. **Elsasser W. M.** On the origin of the Earth's magnetic field.— *Phys. Rev.*, 1939, v. 55, p. 489.
94. **Elsasser W. M.** Induction effects in terrestrial magnetism. 1. Theory.— *Phys. Rev.*, 1946, v. 69, p. 106—116.
95. **Feissel M., Guinot B.** Sur une variation brusque de la durée du jour en janvier 1974.— *C. r. Acad. Sci.*, 1974, v. B278, p. 293—294.
96. **Foukal P. V., Mack P. E., Vernazza J. E.** The effect of sunspots and facular on the solar constant.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 215, p. 952—959.
97. **Gans R. F.** Viscosity of the Earth's core.— *J. Geophys. Res.*, 1972, v. 77, p. 360—366.
98. **Gosling J. T., Asbridge J. R., Bame S. J., Feldman W. C.** Solar wind speed variations: 1962—1974.— *J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 5061—5070.
99. **Gribbin J., Plagemann S.** Discontinuous change in the Earth's spin rate following great solar storm of August 1972.— *Nature*, 1973, v. 243, p. 26—27.
100. **Gribbin J., Plagemann S.** The Jupiter effect. N.Y., Walker and Co., 1974, p. 136.
101. **Growth Rhythms and the History of the Earth's Rotation.** Eds. G. D. Rosenberg and S. C. Runcorn. N. Y., John Wiley, 1975, p. 559.
102. **Gubbins D.** Numerical solutions of the kinematic dynamo problem.— *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1973, v. A274, p. 493—521.
103. **Gubbins D.** Theories of the geomagnetic and solar dynamos.— *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1974, v. 12, p. 137—154.
104. **Gubbins D.** Observational constraints on the generation process of the Earth's magnetic field.— *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 1976, v. 47, p. 19—39.
105. **Guinot B.** Work of the Bureau International de l'Heure on the rotation of the Earth.— In: Earthquake displacement fields and the rotation of the Earth. Dordrecht — Holland, D. Reidel Publ. Co., 1970, p. 54—62.
106. **Hide R.** Interaction between the Earth's liquid core and solid mantle.— *Nature*, 1969, v. 222, p. 1055—1056.
107. **Higgins G., Kennedy G.** The adiabatic gradient and the melting point gradient in the core of the Earth.— *J. Geophys. Res.*, 1971, v. 76, p. 1870—1878.
108. **Hirshberg J.** Upper limit of the torque of the solar wind on the Earth.— *J. Geophys. Res.*, 1972, v. 77, p. 4855—4857.



109. **Hoyle F., Narlikar J. V.** On the nature of mass.— *Nature*, 1971, v. 233, p. 41—44.
110. **Hundhausen A. J.** *Coronal Expansion and Solar Wind*. Berlin — Heidelberg — N. Y., Springer — Verlag. 1972, XII + 238 p.
111. **Jin R.- S., Thomas D. M.** Spectral line similarity in the geomagnetic dipole field variations and length of day fluctuations.— *J. Geophys. Res.*, 1977, v. 82, p. 828 — 834.
112. **Kahle A. B., Ball B. H., Cain J. C.** Prediction of geomagnetic secular change confirmed.— *Nature*, 1968, v. 223, p. 165.
113. **Kennedy G., Higgins G.** The core paradox.— *J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, p. 900—904.
114. **King J. H.** A survey of long-term interplanetary magnetic field variations.— *J. Geophys. Res.*, 1976, v. 81, p. 653—660.
115. **Lambeck K.** Effects of tidal dissipation in the oceans on the Moon's orbit and the Earth's rotation.— *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, p. 2917—2925.
116. **Lambeck K., Cazenave A.** The Earth's rotation and atmospheric circulation. 1. Seasonal variation.— *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 1973, v. 32, p. 79—93.
117. **Lambeck K., Cazenave A.** The Earth's rotation and atmospheric circulation. 2. The continuum.— *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 1974, v. 38, p. 49—61.
118. **Lambeck K., Cazenave A.** Long-term variations in the length of day and climatic change.— *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 1976, v. 46, p. 555—573.
119. **Lambeck K., Cazenave A.** The Earth's variable rate of rotation: a discussion of some meteorological and oceanic causes and consequences.— *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1977, v. A284, p. 495—506.
120. **Leighton R. B.** Transport of magnetic fields on the sun.— *Astrophys. J.* 1964, v. 140, p. 1547—1562.
121. **Leighton R. B.** A magneto-kinematic model of solar cycle.— *Astrophys. J.*, 1969, v. 156, p. 1—26.
122. **Lockwood G. W.** Evidence for solar variability from photometry of planets and satellites.— *Proc. Workshop: Solar Constant and the Earth's Atmosphere*, Big Bear City, Calif., 1975, p. 181—202.
123. **Lucke O., Thiele E., Wagner F. C.** Die Rotation der Erde und die Säkularvariation des erdmagnetischen Hauptfeldes.— In: *Sonderheft zum 70 jährigen Bestehen des Geomagnetischen Instituts*, Potsdam, Berlin, Akad.— Verlag, 1961, S. 111—130.
124. **Malin S. R. C.** Geomagnetic secular variation and its changes, 1942.5 — 1962.5. — *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 1969, v. 17, p. 415—441.
125. **Malkus W. V. R.** Precessional torques as the cause of geomagnetism.— *J. Geophys. Res.*, 1963, v. 68, p. 2871—2886.
126. **Malkus W. V. R.** Precession of the Earth as the cause of geomagnetism.— *Science*, 1968, v. 160, N 3825, p. 259—264.
127. **Markowitz W.** Sudden changes in rotational acceleration in the Earth and secular motion of the pole.— In: *Earthquake displacement fields and the rotation of the Earth*, Dord-

- recht — Holland, D. Reidel Publ. Co., 1970, p. 69—81.
128. **Martin C. F.** A study of the rate of the rotation of the Earth from occultation of stars by the Moon, 1627—1860.— Ph. D. Thesis, Yale University, 1969.
  129. **McDonald K. L., Gunst R. H.** An analysis of the Earth's magnetic field from 1835 to 1965.— ESSA Thech. Rep. IER46 — IES1, Boulder, Colorado, 1967,
  130. **Meeus J.** Comments on «The Jupiter effect» by J. Gribbin and S. Plagemann.— *Icarus*, 1975, v. 26, p. 257—270.
  131. **Morgan W., Stoner J., Dicke R.** Periodicity of earthquakes and the invariance of gravitational constant.— *J. Geophys. Res.*, 1961, v. 66, p. 3831—3844.
  132. **Morrison L. V.** Rotation of the Earth from AD 1663—1972 and the constancy of G.— *Nature*, 1973, v. 241, p. 519—520.
  133. **Morrison L. V., Ward C. G.** The analysis of the transits of Mercury.— *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1975, v. 173, p. 183 — 206.
  134. **Newton R. R.** A satellite determination of tidal parameters and Earth deceleration.— *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 1968, v. 14, p. 505—539.
  135. **Newton R. R.** The historical acceleration of the Earth.— *Geophys. Surv.*, 1973, v. 1, p. 123—145.
  136. **Oesterwinter C., Cohen C. J.** New orbital elements for the Moon and planets.— *Celestial Mech.*, 1972, v. 5, p. 317—395.
  137. **O'Hora N. P. J.** The detection of recent changes in the Earth's rotation.— In: *Growth Rhythms and the History of the Earth's Rotation*. Eds. G. D. Rosenberg and S. K. Runcorn. N. Y., John Wiley, 1975, p. 427—444.
  138. **O'Hora N. P. J., Penny C. J. A.** Rotation of the Earth's during the 1972 solar event.— *Nature*, 1973, v. 244, p. 426—427.
  139. **Okazaki S.** On the amplitude changes of seasonal components in the rate of rotation of Earth.— *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1975, v. 27, p. 367—378.
  140. **Öpik E. J.** Solar structure, variability, and the ice ages (solar variability and climate).— *Irish Astron. J.*, 1976, v. 12, N 7—8, p. 253—276.
  141. **Pannela G. C., McClintock C., Thompson M. N.** Paleontological evidence of variations in length of synodic month since Late Cambrian.— *Science*, 1968, v. 162, p. 792—796.
  142. **Pariisky N. N., Kuznetsov M. V., Kuznetsova L. V.** On the effect of ocean tides on the secular retardation of the Earth's rotation.— In: *Rotation of the Earth*. Dordrech — Holland, D. Reidel Publ., 1972, p. 240.
  143. **Parker E. N.** Hydromagnetic dynamo models.— *Astrophys. J.*, 1955, v. 122, p. 293—314.
  144. **Parker E. N.** Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields.— *Astrophys. J.* 1958, v. 128, p. 664—676.
  145. **Radosky H. R., Fougere P. F., Zawalick E. J.** A comparison of power spectral estimates and applications of the maximum entropy method.— *J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, p. 619—625.

146. Rikitake T. Non-dipole field and fluid motion in the Earth's core.— J. Geomagn. Geoelectr., 1967, v. 19, p. 129—142.
147. Roberts G. O. Spatially periodic dynamo.— Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1970, v. A266, p. 535—558.
148. Roberts P. H. Electromagnetic core-mantle coupling.— J. Geomagn. Geoelectr., 1972, v. 24, p. 231—259.
149. Roberts P. H. Kinematic dynamo models.— Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1972, v. A272, p. 663—698.
150. Rochester M. G. Geomagnetic westward drift and irregularities in the Earth's rotation.— Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1960, v. A252, p. 531—555.
151. Rochester M. G. Core-mantle interactions: geophysical and astronomical consequences.— In: Earthquake displacement fields and the rotation of the Earth. Dordrecht — Holland, D. Reidel Publ., 1970, p. 136—148.
152. Rochester M. G., Jacobs J. A., Smylie D. E., Chong K. F. Can precession power the geomagnetic dynamo? — Geophys. J. R. astr. Soc., 1975, v. 43, p. 661—678.
153. Roden R. B. Electromagnetic core-mantle coupling.— Geophys. J. R. astr. Soc., 1963, v. 7, p. 361—374.
154. Schatzman E. Sur la nouveau régime de rotation de la Terre, établi en juillet, 1959.— Ann. geophys., 1960, v. 16, p. 495—506.
155. Shapiro I. I., Smith W. B., Ash M. B., Ingalls R. E., Pettin-gill G. H.— Gravitational constant: experimental bound on its time variation.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26 p. 273—280.
156. Shatten K. H. Large-scale properties of the interplanetary magnetic field.— Rev. Geophys. Space Phys., 1971, v. 9, p. 773—812.
157. Smylie D. E., Clarke G. R. C., Ulrich T. J. Analysis of irregularities in the Earth's rotation.— Methods of Computational Physics, Acad. N. Y., 1973, v. 13, p. 391—430.
158. Solar-terrestrial physics and meteorology: working document II. (comp. by A. H. Shapley and H. W. Kroechl). World Data Center A for solar -terrestrial physics, Boulder, Colorado, August 1977.
159. Solar Wind. Eds. Sonett C. P., Coleman P. J., Wilcox J. M. NASA (SP-308), 1972, XI + 717 p.
160. Soward A. M. A kinematic theory of large magnetic Reynolds number dynamos.— Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1972, v. A272, p. 431—462.
161. Spenser Jones H. The rotation of the Earth and the secular accelerations of the Sun, Moon and planets.— Mon. Not. R. astr. Soc., 1939, v. 99, p. 451—558.
162. Steenbeck M., Krause F., Rädler K. -H. Berechnung der mittleren Lorentz-Feldstärke für ein electrisch leitendes Medium in turbulenter, durch Coriolis-Kräfte beeinflusster Bewegung.— Z. Naturforsch., 1966, Bd. 21a, S. 369—376.
163. Stoyko A., Stoyko N. Rotation de la terra, phénomènes géophysiques et activité du soleil.— Bull. Cl. Sci. Acad. Roy. Belg., 1969, t. 55, p. 279—285.
164. Svalgaard L. Sector structure of the interplanetary magnetic field and the daily variation of the geomagnetic field at

- high latitudes.— *Geophys. Pap. R-6, Danish Meteorol. Inst., Copenhagen, 1968.*
165. Svalgaard L. Interplanetary magnetic - sector structure, 1926—1971.— *J. Geophys. Res.*, 1972, v. 77, p. 4027—4034.
  166. Svalgaard L. On the causes of geomagnetic activity.— *SUIPR Report № 646, Stanford, California, 1975.*
  167. Svalgaard L. Interplanetary sector structure, 1947—1975. *SUIPR Report № 648, Stanford, California, 1976.*
  168. Taylor J. B. The magneto-hydrodynamics of a rotating fluid and the Earth's dynamo problem.— *Proc. Roy. Soc. London*, 1963, v. A274, p. 274—287.
  169. Timothy A. F., Krieger A. S., Vaiana G. S. The structure and evolution of coronal holes.— *Solar Phys.*, 1975, v. 42, p. 135—156.
  170. Ulrych T. J. Maximum entropy spectrum of truncated sinusoids.— *J. Geophys. Res.*, 1972, v. 77, p. 1396—1400.
  171. Ulrych T. J., Bishop T. N. Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition.— *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1975, v. 13, p. 183—200.
  172. Van Flandern T. C. The secular acceleration of the Moon.— *Astron. J.*, 1970, v. 75, p. 657—658.
  173. Vasyliunas V. M. Theoretical models of magnetic field line merging. I.— *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1975, v. 13, p. 303.
  174. Vestine E. H. On variations of the geomagnetic field, fluid motion and the rate of the Earth's rotation.— *J. Geophys. Res.*, 1953, v. 58, p. 127—145.
  175. Vestine E. H., Kahle A. B. The westward drift and geomagnetic secular change.— *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 1968, v. 15, p. 29—37.
  176. Watanabe H., Yukutake T. Electromagnetic core-mantle coupling associated with changes in the geomagnetic dipole field.— *J. Geomagn. Geoelectr.*, 1975, v. 27, p. 153—173.
  177. Wilcox J. M., Ness N. F. Quasi-stationary corotating structure in the interplanetary medium.— *J. Geophys. Res.*, 1965, v. 70, p. 5793—5805.
  178. Wilcox J. M., Scherrer P. H. Annual and solar-magnetic-cycle variations in the interplanetary magnetic field, 1926—1971.— *J. Geophys. Res.*, 1972, v. 77, p. 5385—5388.
  179. Yukutake T. The eccentric dipole, an inadequate representation of movement of the geomagnetic field as a whole.— *J. Geomagn. Geoelectr.*, 1973, v. 25, p. 231—235.
  180. Yukutake T. Fluctuations in the Earth's rate of rotation related to changes in geomagnetic dipole field.— *J. Geomagn. Geoelectr.*, 1973, v. 25, p. 195—212.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора . . . . .	3
Основные обозначения . . . . .	5
Введение . . . . .	7
<b>Глава 1. Астрономические наблюдения длительности земных суток . . . . .</b>	<b>11</b>
§ 1.1. Время всемирное, атомное и эфемеридное . . . . .	—
§ 1.2. Вековое изменение длительности суток . . . . .	15
§ 1.3. Изменения длительности суток от года к году . . . . .	18
§ 1.4. Сезонные вариации скорости суточного вращения Земли . . . . .	27
<b>Глава 2. Геомагнетизм и суточное вращение Земли . . . . .</b>	<b>35</b>
§ 2.1. Связь геомагнитных вариаций и скорости земного вращения . . . . .	—
§ 2.2. Гидромагнитное динамо Земли . . . . .	38
§ 2.3. Электромагнитное сцепление ядра с оболочкой . . . . .	48
§ 2.4. Возможное происхождение 60-летней вариации в изменениях длительности суток . . . . .	56
<b>Глава 3. Солнечная активность . . . . .</b>	<b>65</b>
§ 3.1. Солнце и его атмосфера . . . . .	—
§ 3.2. Индексы солнечной активности . . . . .	72
§ 3.3. Солнечный ветер . . . . .	78
§ 3.4. Межпланетное магнитное поле . . . . .	83
§ 3.5. Магнитосфера Земли . . . . .	86
<b>Глава 4. Солнечная обусловленность нерегулярных изменений длительности земных суток . . . . .</b>	<b>94</b>
§ 4.1. Предварительные замечания . . . . .	—
§ 4.2. Статистическая связь между числами Вольфа и нерегулярными изменениями длительности суток . . . . .	98
§ 4.3. Межпланетное магнитное поле и вариации $\delta P'$ . . . . .	105
§ 4.4. Скорость солнечного ветра и вариации $\delta P'$ . . . . .	111
§ 4.5. Выводы . . . . .	116

<b>Г л а в а 5. Возможные механизмы воздействия солнечной активности на режим суточного вращения Земли . . . . .</b>	<b>120</b>
§ 5.1. Взаимодействие с межпланетной средой . . .	—
§ 5.2. Атмосферная циркуляция и неравномерность земного вращения . . . . .	123
§ 5.3. Индексы атмосферной циркуляции . . . . .	128
§ 5.4. Изменение солнечной постоянной . . . . .	136
<b>П р и л о ж е н и е. Оценка функции спектральной плотности методом максимальной энтропии</b>	<b>141</b>
<b>Л и т е р а т у р а . . . . .</b>	<b>149</b>

Валерий Михайлович Киселев

## НЕРАВНОМЕРНОСТЬ СУТОЧНОГО ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Ответственный редактор  
*Юрий Дмитриевич Калинин*

Утверждено к печати  
Институтом физики им. Л. В. Киренского  
СО АН СССР

Редактор издательства Л. Н. Спиридонова  
Художественный редактор Т. Ф. Каминина  
Художник А. И. Смирнов  
Технический редактор А. В. Сурганова  
Корректоры О. А. Макеева, К. И. Сергеева

---

ИБ № 10640

Сдано в набор 28.04.79. Подписано к печати 01.10.80. МН 05876. Формат 84 × 108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>. Бумага типографская № 1. Обыкновенная гарнитура. Высокая печать. Усл. печ. л. 8,4. Уч.-изд. л. 9,2. Тираж 1000 экз. Заказ № 515. Цена 1 р. 40 к.

---

Издательство «Наука», Сибирское отделение.  
630099, Новосибирск, 99, Советская, 18.  
4-я типография издательства «Наука».  
630077, Новосибирск, 77, Станиславского, 25.