

В. Н. Обридко, Ю. А. Наговицын

Солнечная активность,
цикличность
и методы прогноза

Санкт-Петербург
ВВМ
2017

УДК 523.9
ББК 22.652
О23

Рецензенты:

Член-корреспондент РАН **А. В. Степанов**
Доктор физ.-мат. наук, профессор **Д. Д. Соколов**

Обридко В. Н., Наговицын Ю. А.

О23 Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. — СПб.:
Изд-во BBM, 2017. — 466 с.

ISBN 978-5-9651-1119-0

Монография посвящена современным представлениям о солнечной активности, её цикличности, прогнозе будущих проявлений активности. Приведены основные характеристики солнечных активных образований и их динамика, как это понимается сейчас. Цикличность рассмотрена в длительном аспекте — на различных временных шкалах. Представляется, что такой комплексный взгляд на проблемы гелиофизики будет полезен для специалистов в этой области, для специалистов в области солнечно-земных связей, а также для аспирантов и студентов, обучающихся по данным специальностям.

УДК 523.9
ББК 22.652

Технический редактор Е. Л. Терёхина
Автор оформления обложки В. В. Бобылев
Компьютерная вёрстка Е. Л. Терёхиной

ISBN 978-5-9651-1119-0

© В. Н. Обридко, Ю. А. Наговицын, 2017
© Издательство BBM, 2017

ПРЕДИСЛОВИЕ

Когда мы взялись за написание этой книги, предполагалось, что она будет посвящена описанию исследований солнечной цикличности. В такой постановке задача казалась нам довольно чётко ограниченной и определённой. Мы даже предполагали завершить работу за несколько месяцев. Однако довольно быстро выяснилось, что задача гораздо шире и объёмнее. Дело в том, что в солнечной физике всё взаимосвязано. С фазой цикла изменяются все характеристики солнечной активности: магнитные поля разных масштабов, «стационарные» и нестационарные процессы, внутренняя структура таких элементов солнечной активности, как группы пятен и активные области. Даже полный поток солнечного излучения изменяется с фазой цикла на 0.001 звёздной величины (с отдельными всплесками – до 0.003 звёздной величины), поэтому, строго говоря, Солнце следует относить к классу переменных звезд.

Таким образом, трудно писать о солнечных циклах, не обращаясь к описанию отдельных элементов солнечной активности. С другой стороны, при описании каждого элемента невозможно избежать указания на то, что их свойства не постоянны и изменяются со временем.

Отчасти по этой причине в ряде случаев будут наблюдаться повторы и многочисленные отсылки из одного раздела в другой. Не удалось построить книгу и по принципу топологического дерева, так чтобы избежать возвращений к теме, ранее уже затронутой. Не удалось также написать её в аксиоматическом стиле. Мы не всегда могли описывать явление без ссылок на последующие главы, или вообще не давая определений.

Мы надеемся, что книга будет полезна не только для астрономов-солнечников, но и для геофизиков, климатологов, а также для астрофизиков-звёздников: ведь Солнце представляет собой ближайшую к нам астрофизическую лабораторию, удаленную от нас на расстояние в 270000 раз меньшее, чем наиболее близкая звезда.

Мы также полагаем, что эта книга может быть использована как учебное пособие для студентов и аспирантов, обучающихся по специальности «Физика Солнца».

Эта книга не могла быть написана без наших учителей М.А. Могилевского, М.Н. Гневышева и друзей, которые уже много лет работают или работали с

нами: Г.В. Куikliна, В.И. Макарова, Ю.И. Витинского, О.Г. Бадалян, Б.Д. Шельтинг, Е.В. Иванова, А.В. Белова, А.Г. Тлатова, А.А. Певцова и многих других. Много нам дали также ежегодные конференции в Пулковской обсерватории, которые проводятся уже более 20 лет.

Авторы приносят свою благодарность научным коллективам космических аппаратов SOHO и SDO за возможность использовать их данные во многих главах. Один из рисунков, основанный на данных обсерватории SOHO, помещён непосредственно на обложке этой книги.

ЧАСТЬ I.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И ЕЁ ОПИСАНИЕ

Глава 1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

1.1. Понятие солнечной активности

С чувством некоторого трепета мы начинаем писать эту книгу. Прежде чем написать эти строки, мы просмотрели прежние отечественные монографии (Обридко, 1985; Витинский и др., 1986а) сейчас уже 30-летней давности и несколько других книг того же времени. Было полное ощущение, что за эти годы мир наших представлений о солнечной активности полностью изменился. И дело даже не в том, что мы стали знать больше. Разумеется, объём наших знаний вырос на порядки. Даже один космический аппарат типа SOHO, КОРОНАС, SDO, STEREO за несколько дней дает информации больше, чем прежде мы получали за годы. Более того, некоторые виды информации не только отсутствовали раньше, мы просто не представляли себе возможность получения такой информации, какую, например, дают сейчас глобальная гелиосейсмология и нейтринная астрономия, не говоря уже о методах изучения активности на обратной стороне Солнца. Наши современные представления похожи на прежние не более, чем полноцветная картина маслом на начальный набросок углем.

Однако гораздо более важно другое. За эти годы изменилось само понятие солнечной активности (СА). С момента открытия 11-летнего цикла солнечных пятен именно с ними и отождествлялось понятие солнечной активности. Даже во многих специальных учебниках можно и сейчас прочесть следующее определение: «Солнечная активность – это периодическое увеличение числа пятен на Солнце». Нам приходилось встречаться с заблуждением даже в среде астрономов других направлений. Неоднократно встречали мы и утверждение, что магнитные бури на Земле непосредственно связаны с числом солнечных пятен.

В самом деле, на протяжении многих лет солнечные пятна были единственным доступным (но уж зато легко доступным даже для любительских наблюдений) индексом солнечной активности. Только в середине 20 века стало ясно, что есть другое явление – солнечные вспышки, которое энергетически гораздо сильнее, производит впечатление гигантского взрыва, и их количество может слу-

жить другим индексом вариации солнечной активности. Однако в качестве основного индекса вспышки продержались недолго. В начале 70-х годов были открыты ещё два явления на Солнце. Это были *корональные выбросы массы* (КВМ) и *корональные дыры* (КД). Оказалось, что с точки зрения геоэффективности эти два явления представляют собой более характерный индекс активности. Именно они определяют собой типичные геомагнитные возмущения на Земле.

Однако у этого изменения принимаемых нами наиболее эффективных индексов есть ещё один очень важный аспект. Солнечные пятна, несмотря на их внешнюю эффектность, занимают даже в максимуме лишь несколько тысячных долей поверхности Солнца. Поэтому пятна, группы пятен и связанные с ними вспышки мы привычно относим к так называемым локальным полям. В то же время оказалось, что магнитные поля на Солнце встречаются повсюду, от полюса до полюса, образуя сложную систему крупномасштабных полей. Для них тоже характерна циклическая вариация, с той же периодичностью, но сдвинутая по фазе на несколько лет относительно циклической вариации локальных полей. Их напряженности в 100–1000 раз меньше, чем напряженности локальных полей, но зато занимаемая ими площадь примерно во столько же раз больше, поэтому магнитный поток крупномасштабных полей сравним или может быть даже больше, чем поток локальных полей.

Во всех главах книги в той или иной мере мы будем встречаться с проявлениями двух важных свойств солнечной атмосферы. Первое из них можно назвать свойством дискретизации. Оно состоит в том, что все явления и процессы организованы таким образом, что мы практически не встречаемся с равномерными диффузными распределениями как в пространстве, так и во времени. Пространственный или временной спектр любого процесса или явления имеет выделенные чёткие максимумы, иногда настолько резкие, что их можно было бы назвать спектральными линиями (например, при анализе 5-минутных и 160-минутных колебаний). Дополнительным свойством дискретизации является её иерархичность. Это значит, что мы часто встречаемся с объектами или явлениями одинакового характера, но разных масштабов, тогда как промежуточные состояния либо вообще отсутствуют, либо встречаются гораздо реже, чем основные состояния. Одним из примеров такой иерархии дискретных структур является солнечная грануляция, состоящая из собственно гранул, мезогранул, супергранул и гигантских гранул. К этому следует добавить более мелкие, чем гранулы, элементы (для них еще не всегда есть полностью установившиеся названия) типа узлов, порул, субгранул и ярких точек в тени пятен. Характерные размеры в

этой системе нарастают примерно в 3 раза. Вся эта система существует весьма устойчиво и присутствует как в невозмущённых, так и в активных областях. Активность несколько изменяет её свойства, но не отменяет самое её существование.

Анализ временного спектра колебаний всего Солнца и отдельных активных образований выявил целый набор дискретных максимумов, причём интенсивности колебаний с разными периодами различны для разных активных образований. Возможно, спектры колебаний могут быть своеобразными паспортами для разных активных явлений, и, во всяком случае, несомненно, что они связаны с механизмами, определяющими структуру и энергетику основных активных процессов. Отмечены колебания с периодами 160–180 с, 300 с, 20 мин, 40 мин, 160 мин, 8 часов. Интересно, что эти периоды зарегистрированы и на большом удалении от Солнца в межпланетном магнитном поле вблизи Земли.

Особое значение для солнечной активности вообще и физики солнечных пятен в частности имеет тот факт, что более 90% (по некоторым оценкам даже 99%) солнечного магнитного потока может быть сконцентрировано в тонкоструктурных элементах – узлах или жгутах с напряжённостью 2000–3000 Гс, между которыми радиального поля либо вообще нет, либо оно очень слабое. Максимальная степень упаковки достигается в пятнах. Если условно считать фотосферу основным устойчивым состоянием солнечной плазмы, то пятно можно назвать вторым таким устойчивым состоянием солнечного вещества. Заметим, что многие характеристики развитого солнечного пятна попадают в узкий диапазон значений. Развитое пятно имеет размеры, кратные размерам супергранулы, пятна с промежуточными размерами значительно менее устойчивы. Поток излучения из пятна, соответствующий $\sim 0,15$ от потока невозмущённой фотосферы, также практически не зависит от каких-либо индивидуальных свойств пятна. Объекты с промежуточной яркостью неустойчивы и быстро распадаются. До сих пор мы не знаем, почему многочисленные процессы, участвующие в рождении пятна и определяющие его устойчивость, уравниваются именно на таком состоянии, которое приводит к наблюдаемому контрасту. Это же относится и к магнитному полю. Если раньше допускались значения ~ 300 Гс для малых пятен и пор (Steen and Maltby, 1960) и 6300 Гс для больших (Livingston et al., 2006), т.е. в целом принималось, что магнитное поле в различных пятнах может изменяться почти в 20 раз, то теперь диапазон сузился до 1000–3500 Гс. Случаи регистрации более высоких значений напряжённости поля очень редки.

Явление дискретизации важно и с энергетической точки зрения. Все эти устойчивые состояния имеют разную энергию, и быстрые переходы между ни-

ми, как и в квантовой механике, должны сопровождаться выделением или поглощением энергии, что может иметь значение для различных нестационарных явлений в солнечной атмосфере.

Природа неоднородностей в солнечной плазме пока во многом не ясна. Прояснения можно ждать в этом отношении от синергетики – науки о самоорганизации сложных нелинейных систем (Могилевский, 2001).

Осознание того факта, что неоднородность является естественным фундаментальным свойством солнечной плазмы и что все процессы на Солнце приводят к возникновению неоднородных устойчивых состояний или переходам между ними, имеет важное методическое значение. До сих пор во многих работах авторы исходят из априорной концепции однородности вещества. Было бы правильно при обсуждении любого механизма сразу учитывать неоднородность или, по крайней мере, обсуждать, насколько она существенна в рассматриваемой проблеме.

Второе важное свойство – это глобальная организация и взаимосвязь явлений на Солнце. Следует подчеркнуть, что речь идёт о взаимосвязи явлений не только в активных областях, но и в целом по всему Солнцу, по крайней мере, в его атмосфере. Мы уже говорили, что различие между активной и невозмущённой областями чисто количественное. И там, и тут мы встречаемся со сгустками магнитного поля. Как активная, так и невозмущённая хромосфера и корона состоят из петель. Различие заключается только в степени упаковки элементов с большим магнитным полем. Нагрев короны определяется переходом сверхпотенциальной энергии магнитного поля в тепло, и этот механизм одинаков как в активной, так и в невозмущённой области. Более того, выделение энергии в нестационарных процессах типа вспышек, как теперь выясняется, отличается от выделения энергии в стационарной короне только скоростью протекания процессов. Таким образом, вспышка является закономерным этапом эволюции активной области, по существу, необходимым процессом сброса лишней энергии.

В то же время многие явления, которые до сих пор считались типичными для невозмущённой области, например, различные типы грануляции, наблюдаются, хотя и в изменённом виде, в активной области и в пятнах.

Солнечные пятна являются одной из важнейших частей активной области, и нельзя понять физику пятен без понимания физики активных областей. Характерное время, соответствующее этой ступени организации, составляет несколько оборотов Солнца.

Следующей ступенью в организации явлений на Солнце являются комплексы активности. Оказалось, что активные области, даже весьма удалённые друг от друга на расстояния, сравнимые с радиусом Солнца, связаны между собой. Эта связь сначала была обнаружена на основе неслучайного расположения активных областей друг около друга. Вблизи крупных протонных групп располагаются активные области с нестандартным распределением по Цюрихским классам активности. Протонные вспышки редко происходят в изолированных активных областях. В удалённых друг от друга, но входящих в один комплекс группах, часто происходят серии взаимосвязанных вспышек. Наконец, прямые наблюдения на космическом аппарате "Скайлэб" впервые показали наличие очень длинных дуг и петель, связывающих удалённые активные области, иногда даже расположенные в разных полушариях. Несомненно, взаимодействие активных областей определяется магнитным полем, скорее всего, подфотосферным. Комплексы образуют активные области, принадлежащие к единой системе магнитного поля, что можно обнаружить из анализа крупномасштабных магнитограмм. Характерное время этой ступени организации порядка 1–2 года.

Следующей ступенью организации являются активные долготы в их взаимодействии с фоновыми полями и общим полем Солнца. Само по себе явление активных долгот известно очень давно, но только в последние несколько десятков лет в результате ряда работ (см., например (Bumba and Howard, 1969) и другие) стала известна связь этого понятия с так называемыми потоками магнитного поля, простирающимися из одного полушария в другое и вращающимися как единое твердотельное образование. Именно в этих потоках и возникают наиболее крупные активные области и наиболее мощные комплексы активности, в которых происходят протонные события. Они влияют на распределение магнитного поля далеко за пределами Солнца, образуя секторную структуру межпланетного магнитного поля. В результате возникает возможность изучать Солнце, анализируя характеристики гелиосферы, которая, таким образом, может рассматриваться как самая внешняя часть атмосферы Солнца. Секторная структура является результатом взаимодействия локальных полей и общего магнитного поля Солнца, природа которого до сих пор не ясна. Характерное время этой ступени организации составляет порядка цикла активности. Её описание выходит за пределы основной тематики книги, однако мы вынуждены были её упомянуть, причём не только для полноты картины. Дело в том (и это следует обязательно иметь в виду), что речь идёт не просто о трёх независимых ступенях иерархии, а

о единой системе организации. Сейчас становится всё более ясно, что свойства элементов низшей ступени иерархии связаны с ситуацией на высшей ступени.

Парадоксально, но солнечно-земная физика возникла раньше солнечной физики и астрофизики вообще. Строго говоря, в этом нет ничего удивительного. Вера в то, что Солнце активно вмешивается в жизнь людей уходит вглубь тысячелетий и составляет основу всех языческих религий. Однако первое вполне научное исследование принадлежит В. Гершелю, который в 1804 году показал, что цены на Лондонской хлебной бирже коррелируют с числом солнечных пятен. Кстати, этот результат совсем недавно был перепроверен и подтверждён специалистами из Израиля (Pustil'nik and Yom Din, 2013). Впрочем, статистические исследования такого рода неоднократно вызвали в прошлом (да и сейчас иногда) недоверие в силу долгое время существовавших неясностей в физических механизмах таких связей. Наиболее ярким примером является знаменитый расчет В. Томсона-Кельвина, который, опираясь на закон изменения дипольного поля Солнца $1/r^3$, показал в 1863 году, что его эффект практически пренебрежим по сравнению с земным магнитным полем. Он утверждал, что кажущаяся связь между магнитными бурями на Земле и пятнами на Солнце является не более чем результатом простых случайных совпадений.

Это утверждение, которое сегодня не может не вызвать улыбку, всё-таки поучительно в некоторых отношениях. С одной стороны, это одна из первых попыток обосновать статистические исследования солнечно-земных связей на основе известных тогда физических данных. С другой стороны, эта благородная попытка опиралась на полное незнание реальных физических связей. В это время даже магнитное поле пятен ещё не было открыто. Первые измерения магнитного поля пятен были выполнены Хейлом только в 1908 году. Что касается дипольного магнитного поля, то его величина и сегодня является предметом споров. Мы только знаем в результате исследований последних десятилетий, что среднее поле на поверхности Солнца составляет несколько десятков гаусс (или 1–10 mT). Оставалось ещё полвека до открытия ионосферы, почти сто лет до открытия солнечного ветра и магнитосферы Земли, ничего не было известно о различных видах солнечных излучений (ультрафиолет, рентген, радио, космические лучи). И естественно Томсон, как бы ни был он велик, не мог знать, что, как это стало ясно совсем недавно, магнитные бури следует связывать отнюдь не с пятнами, а со вспышками в активных областях и элементами крупномасштабной активности – КВМ и КД.

Второе поучительное соображение связано с энергетическим подходом в расчётах Томсона. В настоящее время ясно, что простое сравнение величины геомагнитного возмущения с величиной постоянного магнитного поля Земли малоперспективно. Во многих процессах в солнечно-земной физике надо учитывать не только величину возмущающего агента, но и степень чувствительности к этому возмущению. Здесь невольно приходит на ум проблема ложки дёгтя, которая может испортить бочку мёда. Мы увидим в дальнейшем в этой книге, что во многих случаях имеют место резонансные процессы, фрактальность, зависимость чувствительности системы не от среднего или интегрального значения сигнала, а от выделенных частот или характерных пространственных масштабов.

Ну и в конце этого раздела нам бы хотелось дать самое общее определение солнечной активности: солнечная активность – это изменения магнитных полей на Солнце, протекающие на различных пространственных и временных масштабах.

1.2. Солнечные календари

Основной солнечный календарь определяется вращением Солнца. Количественное значение периода солнечного вращения установил Кэррингтон, опубликовав его в 1863 году. С учетом несколько изменяющейся в течение года скорости вращения Земли по орбите вокруг Солнца средний синодический период вращения Солнца принят равным 27.2753 дня и часто называется кэррингтоновским периодом. На самом деле это, конечно, условно. Солнечная плазма вращается дифференциально, то есть её вращение изменяется с широтой и глубиной. Более того, есть все основания полагать, что скорость вращения изменяется со временем и, по всей видимости, зависит от уровня солнечной активности. К этим вопросам мы ещё неоднократно вернёмся в разных главах книги. Пока же отметим, что с учётом зависимости от широты кэррингтоновский период соответствует широте $\varphi = 17^\circ$, то есть примерно середине зоны пятнообразования.

Кэррингтоновский период вращения определяет собой кэррингтоновские координаты на Солнце. Они являются гелиоцентрическими и определяют собой долготу во вращающейся системе координат. Кэррингтоновский оборот № 1 начался 9 ноября 1853 года, при этом кэррингтоновская долгота центрального меридиана в начале оборота составляет 360° и уменьшается до 0° в конце оборота.

В солнечно-земной физике часто употребляется Бартельсовский оборот. Поскольку он возник из анализа рекуррентных событий на Земле, его значение естественно принято равным целому числу земных суток, а именно 27. Первый Бартельсовский оборот начался 8 февраля 1832 года.

К этим двум довольно естественным календарям следует добавить, может быть несколько неожиданно, ещё один – солнечный цикл. Наиболее четко установленной периодичностью в частоте появления солнечных пятен является 11-летняя цикличность. Период цикла близок к 11 годам, но существует большой разброс: 8–14 лет. Началом цикла считается период минимума. Всем циклам присвоены номера, причем первым считается цикл, начавшийся в 1755 г. В 1979, 1990, 2000 и 2014 гг. наблюдались максимумы 21-, 22-, 23- и 24-го циклов, соответственно. К понятию солнечного цикла мы также будем обращаться еще неоднократно в других главах. Пока же только отметим, что цикл имеет не только энергетическое, но и календарное значение. Практически первый вопрос, который задается при анализе того или иного события – какова была фаза солнечного цикла? Он проявляется как в локальных, так и в глобальных масштабах активных событий, хотя при этом часто наблюдаются значительные сдвиги по фазе. Поэтому можно говорить о едином солнечном цикле активности, в котором разные процессы физически взаимодействуют, будучи несколько сдвинуты по времени, но имея единый характерный временной масштаб периодичности.

Дадим следующее определение: *солнечный цикл – квазипериодическое повторение явлений солнечной активности с типичным временем 11 (± 3) лет.*

Кроме 11-летнего цикла, существуют и более продолжительные циклы: цикл Гляйсберга (80–90 лет), цикл Зюсса (~200 лет) и ещё более длинные. В этом случае мы говорим о вековых (в смысле «секулярных», а не «столетних») циклах. Их изучению будет посвящена отдельная глава книги.

1.3. Основные объекты солнечной активности

Как уже было сказано выше, солнечная активность – чрезвычайно сложное и многообразное явление. Она включает в себя много разносторонних, иногда пространственно и не синхронных, но физически связанных, процессов. В прекрасном, но, к сожалению, уже несколько устаревшем справочнике «Солнечная и солнечно-земная физика. Иллюстрированный словарь терминов» (под ред. А. Бруцека и Ш. Дюрана, 1980) содержится 255 отдельных статей. Из них более 200 непосредственно связаны с тематикой настоящей книги.

Многообразие и многосторонность связей основных объектов и явлений солнечной активности не позволяет выстроить их в виде одномерной последовательности или хотя бы простейшего топологического дерева. Поэтому прежде, чем описывать хотя бы некоторые основные элементы солнечной активности, мы сочли полезным кратко перечислить некоторые параметры, которые принимаются во внимание при классификации объектов солнечной активности.

Первый базовый параметр – *магнитные поля*. Часто этот термин употребляют именно во множественном числе, имея в виду широкий диапазон величин и структурных особенностей. Традиционно терминологически принято деление на локальные и глобальные поля. Локальные относят к активным областям, и их значения в обычной практике приравниваются к магнитным полям пятен, то есть 1000–3500 Гс. В теории динамо часто поле, порождающее их, называют крупномасштабным тороидальным полем. Существует и другое поле. Оно довольно слабое, около 1–3 Гс, но зато покрывает всю поверхность Солнца. Для этого поля в разной литературе употребляют термины глобальное (имея в виду, что его характерный пространственный масштаб сравним с радиусом Солнца), общее (имея в виду, что после соответствующего усреднения оно наблюдается всюду на поверхности Солнца), фоновое или базовое (имея в виду, что оно создает как бы фон для локальных полей). Иногда его отождествляют с полоидальным исходным полем в динамо-теории.

Есть ещё два типа полей, внимание к которым постепенно возрастает, хотя они известны были давно. Одно из них – это поле факельных образований, входящих в активную область. Его напряженность составляет от нескольких десятков до тысячи Гс. Было даже установлено формальное определение границы факела по изогуссе 20 Гс. Традиционно считалось, что эти поля являются частью системы локальных полей и являются продолжением магнитной трубки, центральная часть которой представляет собой солнечное пятно. Возможно это представление и правильное, однако есть основание полагать, что эти поля со временем изменяются иначе, чем магнитные поля пятен.

Кроме фонового поля, практически вся поверхность Солнца покрыта мелкомасштабными элементами. По всей видимости, они меньше по пространственным размерам, чем разрешение космических аппаратов. При разрешении порядка двух дуговых секунд среднее значение таких полей около 18 Гс. Однако есть все основания полагать, что реальное магнитное поле в этих элементах (магнитных трубках) гораздо выше и достигает 1 кГс. Второе свойство этих полей состоит в том, что их полярности сильно перемешаны. Даже в окне разреше-

ния в 2–5 секунд всегда наблюдаются элементы противоположной полярности. По-видимому, силовые линии этих элементов замыкаются в непосредственной их окрестности и представляют собой семейство очень низких петель. Это значит (и этому есть и другие доказательства), что значительная часть магнитного потока содержится в поперечных полях.

Ещё один параметр, с которым мы будем встречаться неоднократно – это *характерное время жизни или степень нестационарности объектов*.

Наиболее долгоживущим является крупномасштабное фоновое поле. Его структура не сильно изменяется за несколько оборотов, а фундаментальные изменения происходят за интервалы времени, сравнимые с длительностью цикла. С ним связаны и крупномасштабные объекты типа корональных дыр и крупномасштабных волокон. В то же время на это поле накладываются тонкоструктурные элементы с характерным временем жизни несколько минут или десятков минут.

Локальные поля и связанные с ними активные области, как правило, изменяются за несколько оборотов. При этом сама система полей имеет более длительное время жизни, опять-таки сравнимое с длиной цикла. Однако проявления этой системы (активные области) появляются и исчезают за существенно меньшее время.

Нестационарные процессы – это вспышки и корональные выбросы массы. Первые чаще связаны с локальными полями, вторые, по-видимому, отражают крупномасштабную структуру поля. Связь этих объектов между собой пока неясна. Первое время считали, что в начале каждого KBM на Солнце происходит вспышка. Сейчас показано, что, по крайней мере, некоторые KBM связаны не со вспышками, а с резким изменением или исчезновением гигантских волокон. В любом случае, как вспышки, так и KBM являются следствием первичного нестационарного процесса в магнитном поле.

1.4. Индексы солнечной активности

В книге (Витинский и др., 1986а) вслед за монографией (Витинский, 1973) дается следующее определение: *индексы солнечной активности – это глобальные численные характеристики, усредненные по тому или иному интервалу времени и относящиеся ко всему Солнцу или существенной его части, которые отражают особенности того или иного вида солнечной активности (солнечных пятен, факельных площадок, солнечных вспышек, протуберанцев и т.д.).*

Одной из задач исследований солнечной активности является построение математической модели её вариаций. Другая важнейшая задача – выявление круга физических законов (движения, сохранения и т.п.), описывающих солнечную активность “в основном”. Понятно, что эти две задачи взаимосвязаны. Так, совокупность физических параметров, описывающих в целом солнечную активность, можно представить как некое фазовое пространство, эволюцию активности – фазовой траекторией в фазовом пространстве, вариации отслеживаемых параметров (индексов) СА – проекциями фазовой траектории на некоторые направления в фазовом пространстве. Таким образом, понятие временного ряда индекса СА оказывается тесно связанным с понятием “наблюдаемой” – одной из основных понятий в современной нелинейной механике, имея в виду знаменитую теорему Ф. Такенса (Takens, 1981). Важным здесь представляется то уточнение к определению индекса, данному выше, что это – *параметр, отражающий, по предположению, реальную физику системы (но, вообще говоря, не обязательно исчерпывающий её физическое описание) и однозначно связанный со стандартными базовыми физическими величинами, образующими соответствующее фазовое пространство.*

Перечислим основные индексы солнечной активности, с которыми обычно имеют дело гелиофизики.

- Относительное число пятен или число Вольфа W . Этот показатель вычисляется как взвешенная сумма числа групп пятен с весом десять и числа пятен. Показатель сильно зависит от телескопа и наблюдателя и поэтому снабжен корректирующим множителем k для учета этих обстоятельств. Для цюрихского ряда $k = 0.6$.

- Относительное число групп пятен G , или в версии Хойта и Шаттена, – $GSN \equiv 12.08G$.

- Средняя площадь солнечных пятен S . Показатель, который измеряется в миллионных долях полусферы Солнца (мдп) и вычисляется как сумма всех площадей пятен, скорректированных за перспективное искажение от центра к краю видимого диска Солнца.

- Средняя широта пятен φ . Этот показатель, который впервые стали подсчитывать Р. Кэррингтон и Г. Шпёпер (Carrington and Spörer, 1874), важен при изучении изменения широтной локализации СА в течение 11-летнего цикла.

– Число полярных факелов NPF . Это индекс высокоширотного (полярного) магнитного поля Солнца. Вычисляется в вариантах: либо для $|\phi| > 40^\circ$, либо для $|\phi| > 60^\circ$.

– Индекс северо-южной асимметрии пятнообразования. Этот индекс характеризует глобальную организацию активности относительно экватора Солнца и вычисляется как

$$q = (S_N - S_S) / (S_N + S_S) \quad (1.1)$$

для площадей пятен в N и S полушариях Солнца. Для догринвичских циклов q вычислялся по числу пятен в полушариях (Newton and Milsom, 1955).

– Индекс северо-южной асимметрии широтной локализации пятнообразования. Вычисляется аналогично (1.1), но вместо площадей пятен фигурируют средние широты пятнообразования по полушариям.

– Индекс северо-южной асимметрии полярной активности. Вычисляется также аналогично (1.1), но вместо площадей пятен используются числа полярных факелов в северном и южном полушариях.

– A -индекс крупномасштабного фонового магнитного поля Солнца. Этот индекс, называемый также «диполь-октупольным» индексом, введенный В.И. Макаровым с соавторами (Makarov et al., 2001), является важной характеристикой глобальной структуры магнитного поля Солнца, поскольку он связан с крупномасштабной (фоновой) составляющей активности, развивающейся в противофазе с пятенной и играющей по ряду исследований ведущую роль в генерации 11-летнего цикла.

Здесь следует сделать одно замечание. Поскольку ряды индексов солнечной активности напрямую зависят от наблюдений, а наблюдения разного времени и разных наблюдателей могут быть неоднородны между собой, длительный ряд индекса может быть пересмотрен. Так случилось в 2014–2015 годах, когда международная группа, применив новый метод сшивки наблюдений, получила новые версии – “versions 2.0” – рядов числа Вольфа <http://www.sidc.be/silso/datafiles> и числа групп пятен <http://www.sidc.be/silso/groupnumber> (Clette et al., 2014; Svalgaard and Schatten, 2015). К описанию этих версий мы ещё вернемся в главе 11, сейчас же заметим, что апробация новых версий в исследованиях ещё предстоит в будущем. Поскольку подавляющее количество работ, которые будут обсуждаться в нашей книге, выполнены до 2015 года, мы в дальнейшем, если специально не оговорено, будем использовать традиционные версии рядов W и GSN –

“версии 1.0”. Однако для ориентировки читателей мы приведём ниже сводку основных значений солнечных циклов в обеих системах.

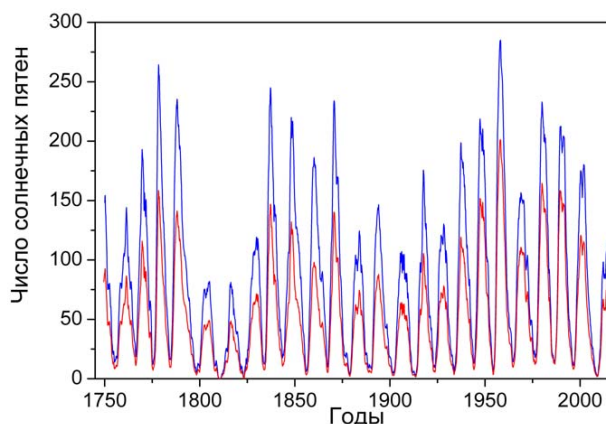


Рис. 1.1. Сглаженные по 13 месяцам среднемесячные числа солнечных пятен в двух системах (красный цвет – версия 1, синий цвет – версия 2).

На рисунке 1.1 показаны сглаженные по 13 месяцам среднемесячные числа солнечных пятен в двух системах. В таблице 1.1 показаны основные характеристики в этих двух системах. Даты максимумов и минимумов определены по версии 1.

На рисунке 1.2 показано соотношение высот минимумов и максимумов в двух системах. Проведены линейная аппроксимация, доверительный (зеленым цветом) и прогностический (синим цветом) пределы.

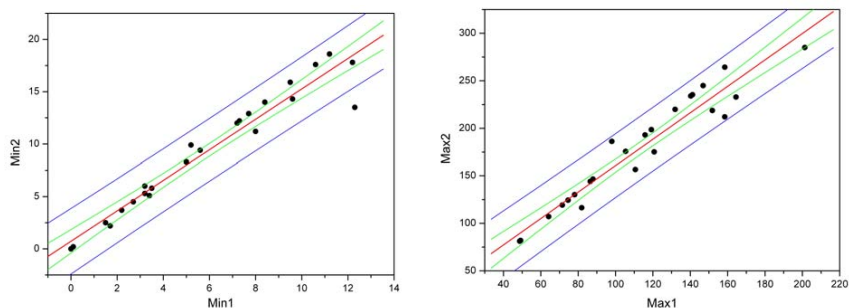


Рис. 1.2. Соотношение высот минимумов и максимумов в системах версия 1 и версия 2.

Таблица 1.1. Основные характеристики циклов №№ 1–24.

№ цик- ла	Дата мини- мума	Число пятен в минимуме		Дата макси- мума	Число пятен в максимуме		Длина фазы роста (мес.)	Длина цикла
		Версия 1	Версия 2		Версия 1	Версия 2		
1	1755/02	8.4	14.0	1761/06	86.5	144.1	76	136
2	1766/06	11.2	18.6	1769/09	115.8	193.0	39	108
3	1775/06	7.2	12.0	1778/05	158.5	264.3	35	111
4	1784/09	9.5	15.9	1788/02	141.2	235.3	41	163
5	1798/04	3.2	5.3	1805/02	49.2	82.0	82	148
6	1810/08	0.0	0.0	1816/05	48.7	81.2	69	153
7	1823/05	0.1	0.2	1829/11	71.5	119.2	78	126
8	1833/11	7.3	12.2	1837/03	146.9	244.9	40	116
9	1843/07	10.6	17.6	1848/02	131.9	219.9	55	149
10	1855/12	3.2	6.0	1860/02	98.0	186.2	50	135
11	1867/03	5.2	9.9	1870/08	140.3	234.0	41	141
12	1878/12	2.2	3.7	1883/12	74.6	124.4	60	135
13	1890/03	5.0	8.3	1894/01	87.9	146.5	46	142
14	1902/01	2.7	4.5	1906/02	64.2	107.1	49	138
15	1913/07	1.5	2.5	1917/08	105.4	175.7	49	121
16	1923/08	5.6	9.4	1928/04	78.1	130.2	56	121
17	1933/09	3.5	5.8	1937/04	119.2	198.6	43	125
18	1944/02	7.7	12.9	1947/05	151.8	218.7	39	122
19	1954/04	3.4	5.1	1958/03	201.3	285.0	47	126
20	1964/10	9.6	14.3	1968/11	110.6	156.6	49	137
21	1976/03	12.2	17.8	1979/12	164.5	232.9	45	126
22	1986/09	12.3	13.5	1989/07	158.5	212.0	34	116
23	1996/05	8.0	11.2	2000/04	120.7	175.2	47	153
24	2008/12	1.7	2.2	2014/04	81.9	116.4	64	

Уравнение регрессии для высот минимумов

$$Ver2 = 0.726 + 1,454 Ver1, \text{ коэффициент корреляции } 0.969.$$

Выпадает одно значение для минимума 22 цикла.

Уравнение регрессии для высот максимумов

$$Max2 = 21.657 + 1.390 Max1, \text{ коэффициент корреляции } 0.964.$$

Следует обратить внимание, что уравнение регрессии для максимумов имеет значимый нулевой член. Это означает, что гипотетический цикл, который мог

бы иметь очень малую высоту порядка нуля в системе 1, в системе 2 будет значимым и иметь высоту, сравнимую с Маундеровскими циклами.

В дальнейшем можно пользоваться этими соотношениями при чтении глав, посвященных максимумам и минимумам чисел пятен, но нужно иметь в виду, что при анализе отдельных суточных и месячных значений связь гораздо сложнее (см. Главу 11).

Заканчивая эту главу, отметим, что в ней мы обрисовали только самые общие стороны солнечной активности, её носителей и временных изменений. Теперь наша задача – конкретизировать имеющиеся закономерности.

Глава 2. СОЛНЕЧНЫЕ ПЯТНА И АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ

2.1. Солнечные пятна

Наиболее известным элементом солнечной активности является солнечное пятно. Солнечные пятна в Европе были открыты 400 лет назад. Значение этого открытия трудно переоценить. По существу именно в этот момент от анализа положения светил на небе и их перемещения астрономия перешла к изучению явлений и процессов на их поверхности.

Чсть этого открытия принято делить между четырьмя учеными: Иоганном Гольдшмидтом (Фабрициусом), Галилео Галилеем, Кристофером Шейнером и Томасом Харриотом. О том, кто из них первым наблюдал пятна, до сих пор идёт ожесточенная полемика между историками науки. Однако нельзя не признать, что именно Галилей первым осознал значимость этого открытия и не побоялся заявить об этом публично, за что впоследствии и поплатился. Показательно, что первым в телескопическую эру пятно наблюдал Кеплер в 1607 году (с помощью камеры-обскуры), но он принял его за прохождение Меркурия по диску Солнца. В отличие от этого, Галилей не только уверенно заявил, что пятна есть объекты на Солнце, но и довольно точно определил период вращения Солнца вокруг своей оси, установил, что пятна объединяются в группы, имеют собственное движение и появляются внутри узкого пояса вблизи экватора. Заметим также, что в дотелескопическую эпоху пятна невооружённым глазом постоянно наблюдались в Китае (Wittman and Xu, 1987) и иногда – в Европе, в том числе и в России (Святский, 1915).

Как известно, пятна были открыты как относительно небольшие, со средним диаметром 20–25 секунд дуги, тёмные образования на видимой поверхности Солнца. Это и отразилось в установившемся с тех пор термине. И донине под пятном понимают образование в фотосферных слоях, доступное наблюдениям самыми простыми средствами, – традиционный объект любительской астрономии. Принято говорить об атмосфере над пятном, конвективной зоне под пятном и т.д. По существу же, этот термин и такое понимание явления, конечно, неудовлетворительны с самых различных точек зрения. На самом деле, мы встречаемся с единым, гигантским по земным меркам, образованием, которое простирается от глубин в несколько тысяч километров под фотосферой до высот в сотни

тысяч километров в короне, а в горизонтальном направлении связано магнитными силовыми линиями с другими образованиями до расстояний, сравнимых с радиусом Солнца. При некоторых видах наблюдений пятно выглядит темнее окружающей области. Однако при наблюдениях в ряде хромосферных линий оно уже почти не заметно на общем фоне, а в линиях переходной зоны является более ярким, чем окружающая среда. В глубоких подфотосферных слоях пятно тоже горячее, чем окружающие слои невозмущенной конвективной зоны. Таким образом, нельзя рассматривать пятно и как область пониженной температуры на всех уровнях.

Что же объединяет все эти разнохарактерные явления в единый объект? Нет сомнения, что таким объединяющим агентом является магнитное поле. Вот уже более 100 лет, со времен пионерских работ Хейла, известно, что пятна содержат сильнейшие магнитные поля. Однако, пожалуй, только в последние годы стало окончательно ясно, что именно магнитное поле представляет собой первичное явление, приводящее к возникновению солнечного пятна и определяющее все его морфологические, физические и динамические характеристики. Это является отражением специфической роли магнитного поля в звёздных атмосферах. Именно магнитные поля являются своеобразным антиэнтропийным агентом, способствуя образованию неоднородностей разных типов и препятствуя превращению звезд в безжизненные слоисто-однородные шары без какой-либо активности. Возникновение таких неоднородностей – это сложный процесс взаимодействия потоков вещества и энергии в присутствии магнитного поля. Что касается непосредственно солнечного пятна, магнитное поле во взаимодействии с полем скоростей определяет его общую структуру и устойчивость на всех уровнях. В то же время воздействие магнитного поля на механизмы переноса энергии несколько раз меняется при переходе из глубоких слоев наружу. В конвективной зоне оно понижает поток энергии, поступающий в видимые слои пятна. В результате на фотосферном уровне мы видим темное пятно, а на больших глубинах, вероятно, возможен некоторый перегрев. В фотосферных слоях магнитное поле играет пассивную роль, не участвуя прямо в переносе энергии. Его роль сводится к изменению распределения вещества, что соответственно меняет условия для лучистого переноса энергии. Однако при этом возможны значительные концентрации вещества, слабо различающиеся по температуре, поскольку магнитное поле не влияет непосредственно на лучистый перенос. Наконец, в ещё более высоких слоях магнитное поле снова определяет как структуру, так и механизмы разогрева. Нагрев короны осуществляется либо стохастическим

механизмом путем перехода непотенциальной части энергии магнитного поля в тепло, либо за счёт диссипации магнитогидродинамических волн, возбужденных в нижних слоях и подверженных конверсии в магнитозвуковые в верхних. Для обоих механизмов принципиально важным является то, что магнитное поле имеет сложный неоднородный характер, а корона состоит из петлеобразных структур.

Астрономы-солнечники могут с гордостью заявлять, что одно из самых существенных понятий в современной астрофизике – магнитные поля в космосе и на звездах – было обнаружено на Солнце. Это событие произошло 25 июня 1908 года, и его следовало бы отмечать как день рождения современной космической физики плазмы или астрофизики вообще. Надо заметить еще, что эффект Зеемана, легший в основу этих измерений, был открыт незадолго до этого в 1896 году. И вот великий Джордж Эллери Хейл на только что построенном башенном солнечном телескопе обсерватории Маунт Вильсон получил спектр с очевидными доказательствами магнитного расщепления в большом солнечном пятне! Кстати, именно ему принадлежит и честь доказательства того факта, что солнечное пятно имеет более низкую температуру, чем окружающая его фотосфера; современное значение эффективной температуры в пятне около 4000 К.

Сегодня мы знаем, что магнитное поле является тем первичным явлением, которое определяет собой как существование солнечных пятен, так и вообще всей активности Солнца. Не будь магнитного поля, мы, вероятно, наблюдали бы Солнце в виде безжизненного, не изменяющегося во времени шара.

Магнитное поле в центре пятна достигает напряженности примерно 2800–3000 Гс и в основном направлено радиально (нормально к поверхности). С удалением от центра пятна силовые линии быстро расходятся. Уже в полутени пятна силовые линии направлены преимущественно трансверсально, и наклон к вертикали превышает 70° . Такое быстрое расхождение прямо указывает на то, что пятна не могут быть глубокими образованиями. Ранние оценки глубины основания пятна по величине и расхождению магнитного поля дали значения не более 15000 км. Выполненные недавно гелиосейсмологические исследования дают еще меньшую величину. При этом область недогрева в пятне на глубинах в 5–8 тысяч км сменяется областью перегрева.

Как недогрев в верхних слоях пятна, так и перегрев в нижних связаны с воздействием магнитного поля на перенос тепла конвекцией. В верхних слоях перенос конвекцией остановлен (конвекция – трехмерное явление, а движение магнитным полем канализируется только в вертикальном направлении) и пятно

охлаждается. Слабый подогрев осуществляется только волнами. В нижних слоях поле уже не может удерживать конвекцию (его энергия меньше кинетической), тепло продолжает поступать, но перенос вверх малоэффективен. Возникает перегрев слоев под пятном и медленный диффузионный перенос тепла в стороны. Этот перенос в стороны приводит к возникновению окружающих пятно факелов.

Магнитное поле в факелах составляет порядка 400 Гс. Современные данные пока не могут уверенно сказать, как направлено это поле. Однако уже первые наблюдения с магнитографами полного вектора, показали, что поперечное поле сравнимо или больше, чем радиальное. Это напоминает структуру «вывала леса в тайге». Читатель может сравнить это с тем, что говорилось о вероятном наличии сильных поперечных полей в крупномасштабных структурах.

Семейство нескольких близко расположенных пятен образует так называемую *группу пятен*, а вместе с окружающим пятна флоккулом они образуют в фотосфере *активную область*. Активные области появляются, как правило, в узкой широтной зоне, ограниченной широтами $\pm 35^\circ$. При этом существует правило Хейла, согласно которому в северном полушарии в нечетных циклах магнитное поле в ведущих пятнах группы имеет северную полярность, а в хвостовых – южную. Эта картина меняет знак в южной полусфере и при переходе в четный цикл.

Как уже говорилось выше, магнитное поле Солнца при наблюдении его в фотосфере состоит из элементов очень малых размеров. Эти элементы имели много названий: субгранулы, флюксулы, килогауссовы трубки и т.п. Прямые наблюдения этих элементов очень трудны, а зачастую просто невозможны. Соображения о том, что магнитное поле пятна имеет тонкую структуру, высказывалось А.Б. Северным в 1959 году. Позднее Э.И. Могилевский с соавторами (Mogilevsky et al., 1968) предложили подробную схему таких тонкоструктурных элементов. Затем была построена модель пятна, полностью опирающаяся на эту концепцию (Обридко, 1985). Вывод о существовании таких элементов в невозмущенной области был сделан в работах (Stenflo, 1973; Stenflo and Vogel, 1986). Е. Паркер в своей монографии (Parker, 1979) считал обнаружение этих малых элементов одним из главных достижений и предлагал пересмотреть все теоретические выводы с учетом тонкой структуры как основного свойства солнечной плазмы. Однако все свидетельства о существовании этих элементов получены из косвенных наблюдений. Даже лучшие из современных наблюдений (см. рис. 2.1) оставляют возможность, что эти элементы еще меньше.

Сегодня мы можем с некоторой осторожностью сказать, что они имеют характерные размеры 150–200 км или меньше и магнитное поле 1000 Гс или больше. Они часто возникают парами противоположной полярности, но в целом баланса полярностей нет, и можно наблюдать большие протяжённые области, в которых в среднем преобладает поле того или иного знака. Неизвестно, является ли это преобладание следствием преобладания числа, характерных размеров или напряженности элементов одной из двух полярностей.

Следует, однако, заметить, что поскольку горизонтальная оптическая толщина в фотосфере порядка 100 км, более малые магнитные элементы в фотометрическом плане уже будут неразрешимы. Их можно обнаружить с помощью магнитограмм со сверхвысоким разрешением. Неясно сегодня, есть ли нижний предел размеров этих элементов. Однако есть все основания полагать, что они могут составлять всего лишь один или несколько десятков километров.

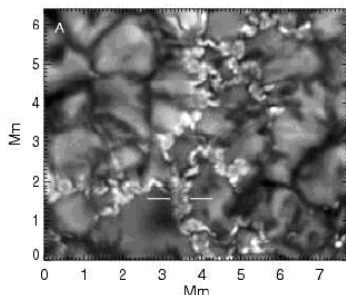


Рис. 2.1. Ленточные структуры концентрации магнитного потока (Berger et al., 2004).

Сегодня мы не знаем и природу этих элементов. Одним из простых объяснений является процесс распада крупномасштабного поля на более мелкие элементы вследствие неустойчивостей, турбулентности или тонкой структуры движений в околофотосферной части солнечной атмосферы. В принципе такой процесс вполне возможен, и существует довольно много модельных расчетов, подробно описывающих его. Неясно, правда, какую напряженность в тонкоструктурных элементах можно получить таким образом. Дело в том, что уже при нескольких сотнях Гаусс, энергия поля становится сравнимой с энергией кинетических движений в несколько км/с. А ведь все согласны с тем, что магнитное поле в трубках больше 1000 Гс. А в тени пятна, которая тоже состоит из трубок, поле еще в три раза больше.

Согласно расчетам, трубки должны сильно расширяться от подфотосферных слоев к надфотосферным. Однако реально даже в короне мы видим гигантские петли, которые фактически не расширяются.

Альтернативные представления наиболее полно изложены в монографии Э.И. Могилевского (2001). Он предполагает, что солнечная плазма априорно состоит из тонкоструктурных взаимодействующих самоподобных элементов – фракталов. Крупномасштабное поле является следствием суммарного действия этих элементов, объединяющихся в силу присущей им самоорганизации.

При абстрагировании от тонкой структуры, теоретическая модель однородного «мелкого» солнечного пятна разработана А.А. Соловьевым и Е.А. Киричек (Solov'ev and Kirichek, 2009). Данные гелиосейсмологии (Zhao et al., 2001) как будто бы подтверждают такую малую глубину (несколько тыс. км). По крайней мере, более холодное по сравнению с окружающей средой вещество пятна становится более горячим по сравнению с нею именно на небольшой глубине.

В ряде классических работ (Nicholson, 1933; Houtgast and Van Slouiters, 1948; Ringnes, 1965), а также в современных работах (Pevtsov et al., 2014; Nagovitsyn et. al., 2017) рассматривалась связь максимальной напряженности магнитного поля H с площадью пятна (группы пятен) S на основе данных обсерватории Маунт-Вилсон и Гринвичских наблюдений. Для аппроксимации использовались три зависимости:

$$H = A + B \log S, \quad (2.1)$$

$$\log H = A_1 + B_1 \log S, \quad (2.2)$$

$$H = A_2 \times S / (B_2 + S). \quad (2.3)$$

Наиболее часто используется и цитируется выражение типа (2.3), полученное в работе (Houtgast and Van Slouiters, 1948).

$$H = 3700S / (S + 66), \quad (2.4)$$

где H измеряется в Гс, S – в миллионных долях видимой полусферы.

Сейчас очевиден недостаток формул типа (2.3, 2.4): в них предполагается, что могут существовать наблюдаемые в видимом свете пятна со сколь угодно малыми значениями магнитного поля. На самом деле, даже у самых малых пятен уже наблюдается значительное магнитное поле. Это и понятно: чтобы понизить поток тепла снизу нужно остановить конвекцию, а для этого нужны как минимум килогауссовые поля. Кроме того, эта формула не делает различия между головными и хвостовыми пятнами.

На рис. 2.2 приведены наблюдаемые зависимости величины магнитного поля от площади для ведущих пятен и хвостовых пятен и их аппроксимации (Загайнова и др., 2014).

Максимальное значение поля для ведущих пятен составило

$$H_{l-max}(S_l) = 1700 + 1650S / (S + 25), \quad (2.5a)$$

а среднее значение магнитного поля для ведущих пятен

$$H_{l-mean}(S_l) = 1400 + 1400S / (S + 25). \quad (2.5б)$$

Для замыкающих пятен максимальное значение магнитного поля выражается зависимостью

$$H_{f-max}(S_f) = 1650 + 1100S / (S + 10), \quad (2.5в)$$

а среднее значение поля для замыкающих пятен –

$$H_{f-mean}(S_f) = 1300 + 800S / (S + 10), \quad (2.5г)$$

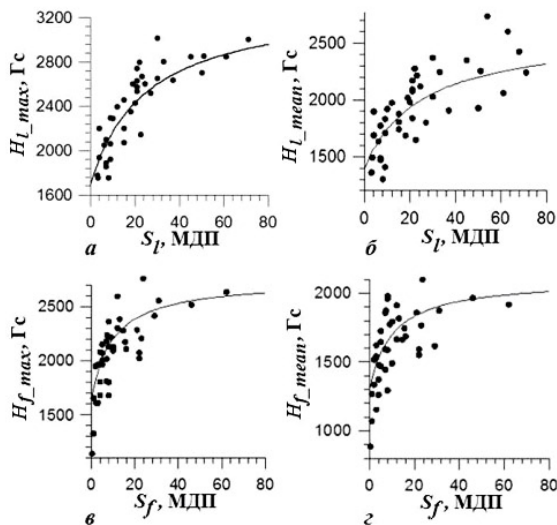


Рис. 2.2. Зависимость величины магнитного поля от площади тени солнечных пятен, а) максимальное значение поля для ведущих пятен $H_{l-max}(S_l)$, б) среднее значение магнитного поля для ведущих пятен $H_{l-mean}(S_l)$, в) максимальное значение магнитного поля для замыкающих пятен $H_{f-max}(S_f)$, г) среднее значение поля для замыкающих пятен $H_{f-mean}(S_f)$.

Из графиков на рис. 2.2 и аппроксимационных формул видно, что:

– ни максимальная величина магнитного поля, ни ее среднее значение не падают до нуля при уменьшении площади до очень малых значений;

– во всех случаях магнитное поле в головных и одиночных пятнах больше, чем в хвостовых.

Большое значение имеет пороговая величина площади, при которой начинается насыщение кривых. В формуле, предложенной в работе (Houtgast and van Sluifers, 1948), она составляла 66 м.д.п. и соответствовала пятну с радиусом ~8000 км. Новая аппроксимация дает пороговые значения площади ~25 м.д.п. для головных пятен и ~10 м.д.п. для хвостовых. Это соответствует радиусам 5000 км и 3100 км.

Можно условно считать, что насыщение наступает при той площади, когда радиус сравним с глубиной пятна. Полученные значения в целом согласуются с оценками А.А. Соловьева и Е.А. Киричек (Solov'ev and Kirichek, 2009) и поддерживают развиваемую ими концепцию „неглубокого” солнечного пятна. При такой интерпретации представленные автором результаты указывает на то, что хвостовые пятна не только имеют меньшее магнитное поле, но, возможно, и являются менее глубокими образованиями.

Асимптотические значения при очень большой площади составляют 3550 Гс для головных пятен и 2750 Гс для хвостовых, самые малые значения могут составлять ~1000 Гс.

Отметим, что коэффициенты в зависимостях (2.1)–(2.3) могут быть постоянными во времени. Так, в работе (Nagovitsyn et al., 2017) по данным КРАО (магнитные поля пятен) и Горной станции Пулковской обсерватории (площади пятен) показано, что зависимость вида (2.1) для периодов 1994.0–2004.0 и 2004.0–2014.0 была разной (см. рис. 2.3).

До недавнего времени солнечное пятно рассматривалось как раз как единое однородное образование, и при изучении физики солнечных пятен речь шла о физических условиях в пятнах вообще. В лучшем случае делалось различие между тенью и полутенью, хотя указания на неоднородность солнечных пятен известны уже более ста лет. Только в последние два десятилетия окончательно утвердилось представление о солнечном пятне как объекте, состоящем из целого ряда различающихся по своим морфологическим и кинематическим характеристикам тонкоструктурных элементов. В этих элементах резко различны термодинамические и магнитогидродинамические процессы. По существу, это является отражением общего свойства солнечной плазмы, о котором шла речь выше, во Введении. Солнечная плазма во всех слоях и во всех объектах стремится к образованию дискретных квантованных состояний, объединяемых глобальной организацией более высокого иерархического уровня в структуру более крупного

масштаба. Хотя магнитный контраст отдельных элементов, составляющих пятно, меньше, чем, скажем, в невозмущенной области, их термодинамический и фотометрический контраст выше, и поэтому они были обнаружены раньше.

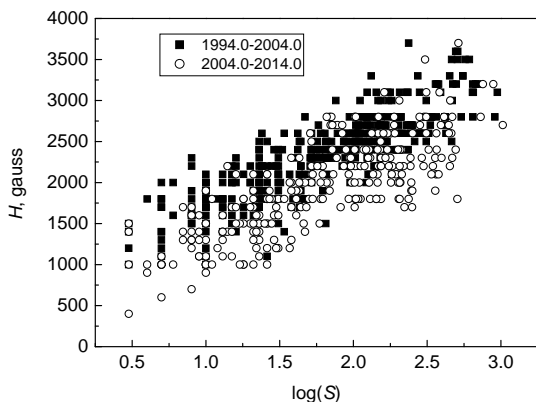


Рис. 2.3. Зависимость напряженности от логарифма площади пятен для двух последовательных десятилетних интервалов времени.

Ниже мы дадим определение основных элементов структуры солнечного пятна, видимых в белом свете, и рассмотрим их морфологические свойства. Мы не будем рассматривать структуру, наблюдаемую в H_α (суперполутень, бомбы Эллермана, вспышки в тени). Эти явления, по существу, представляют собой уже не морфологические элементы, а динамические процессы, и будут рассмотрены позднее.

Как уже говорилось выше, в качестве физического определения солнечного пятна можно принять следующее: пятнами называются относительно крупные образования на Солнце (от 2" до 60") с сильным магнитным полем (2000–4000 Гс). Все остальные характеристики пятен, их структура и процессы, протекающие в них, определяются наличием мощного магнитного поля. Однако в рамках этой главы удобнее старое морфологическое определение: пятнами называются относительно крупные темные при наблюдении в белом свете образования на Солнце (от 2" до 60"). Это определение отделяет пятна от многочисленных мелких (до 2") темных и светлых образований. Кроме того, следует иметь в виду, что при наблюдении в радиодиапазоне, в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях пятно зачастую выглядит более ярким, чем окружающая поверхность Солнца.

Трудно указать характерные размеры солнечных пятен в силу очень широкого диапазона встречающихся значений. Тем не менее, можно считать средним пятно, которое имеет диаметр 30"–40", т.е. 22000–29000 км (1" = 725 км). Размер пятна часто выражают через его площадь в миллионных долях видимой полу-сферы (м.д.п.). Пятно с диаметром 30" имеет площадь ~122 м.д.п.

Изучение морфологии солнечных пятен – это один из старейших видов астрофизических наблюдений. Такие наблюдения проводятся с самого начала телескопической эры, сначала визуально и путем зарисовок на экране, позднее, со второй половины XIX в. – путем фотографирования. Уже при первом взгляде на типичное солнечное пятно бросается в глаза, что оно состоит из двух частей – центральной очень темной тени, внутри которой видны отдельные более светлые элементы, и менее темной полутени с волокнистой структурой.

Площадь тени занимает 0,17–0,25 площади пятна. Вопрос об относительном вкладе тени и полутени обсуждался многими авторами. Эта проблема рассматривалась, например, в работах (Waldmeier, 1939a,b, 1941; Dezső and Gerlei, 1964; Витинский, 1982; Antalova, 1971, 1991) и других (см. ссылки в перечисленных работах). Основой большинства этих работ является Гринвичский ряд площадей пятен за 1874–1976 гг. Зависимость относительной доли тени от размера пятна может быть выражена следующей формулой:

$$P/U = a + bP,$$

где P и U – диаметры всего пятна и тени в долях диаметра Солнца (средний диаметр Солнца $D_0 = 1,392 \cdot 10^6$ км = 1919"). М. Вальдмайер дает значения $a = 3,2$, $b = -36$. Из формулы Вальдмайера следует, что отношение площади тени к площади всего пятна ($q = A_U/A_P$) должно составлять от 0,12 (если средняя площадь групп составляет 100 м.д.п) до 0,29. Последнее значение соответствует $A_P = 1000$ м.д.п., что, конечно, нереально как значение среднегодовой площади пятна. В справочнике Аллена в первом издании дана формула Вальдмайера, а в третьем издании (Allen, 1973) просто указано значение отношения радиусов тени и всего пятна $R_U/R_P = 0,42$, что дает среднее $q = A_U/A_P = 0,18$. Все эти значения неверны. Среднегодовое значение q сильно изменяется со временем (от 0,12 до 0,26) (Блудова и Обридко, 2007; Bludova et al., 2014; Hathaway et al., 2007).

На рис. 2.4 показана зависимость относительной доли тени от времени. Видно, что эта величина достигает отчетливого максимума в начале 30 годов XX века. Похоже, что мы видим здесь отражение цикла длительностью 80–100 лет.

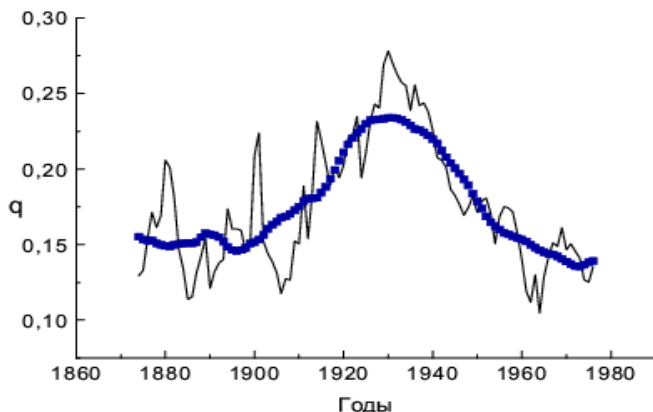


Рис. 2.4. *Отношение тени пятна к полной площади пятна (тонкая черная линия) и её скользящее среднее, полученное с окном 25 лет (синие квадратики).*

Этот эффект можно сопоставить с обнаруженной, но до сих пор не объясненной, антикорреляцией между скоростью вращения Солнца и величиной соответствующего максимума в цикле чисел Вольфа. Оказывается, скорость вращения Солнца ниже в невысоких циклах. Этот эффект сохраняется и внутри циклов, так что Солнце вращается наиболее быстро в минимуме циклов (Nathaway and Wilson, 1990; Обридо и Шельтинг, 2001, 2016). Более того, в тех зонах на Солнце, где интегральная площадь пятен была повышена, обнаруживалась пониженная скорость дифференциального вращения (Antalova, 1986).

Именно во время низких циклов с 1915 по 1940 гг. понижается эффективный период вращения Солнца и, соответственно, повышается угловая скорость вращения. На рис. 2.5 показано вращение глобального магнитного поля с усреднением по широтам от -50° до 50° в сравнении с числами Вольфа.

Таким образом, можно утверждать, что при уменьшении периода вращения Солнца (то есть при увеличении угловой скорости вращения) уменьшается величина 11-летнего цикла и повышается относительная доля тени в пятнах. Поскольку формула Вальдмайера указывает на рост относительной доли тени с ростом пятна, это может означать, что в малых циклах больше крупных групп. С другой стороны, возможно, что число Вольфа переоценивает роль малых групп пятен. Заметим также, что в этот период (около 1930 г.) практически исчезают группы с пятнами без тени, что эффективно увеличивает среднегодовую величину q .

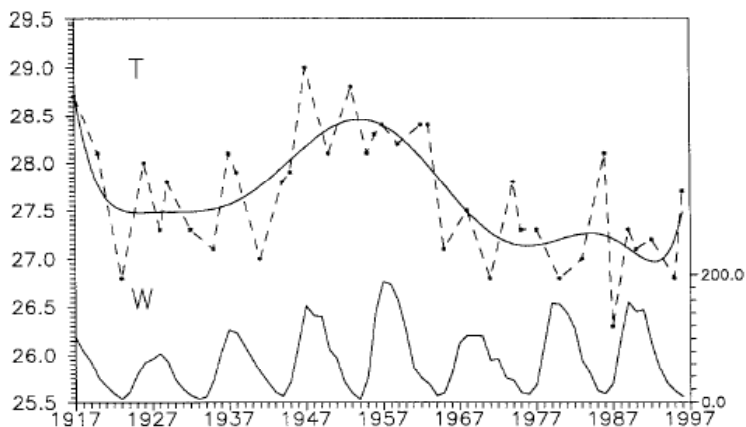


Рис. 2.5. Вверху – период вращения Солнца, внизу – числа Вольфа.

Вопрос об относительной доле площади тени внутри пятна на первый взгляд кажется довольно частной проблемой, не заслуживающей большого внимания. Однако ее закономерное изменение со временем и с фазами цикла, связь со скоростью вращения и мощностью процессов преобразования заставляет совсем по-иному смотреть на это явление. Имеющиеся механизмы солнечной активности рассматривают пятно как единое целое и не дают оснований для понимания этого процесса.

Наличие полутени является главным признаком развитого солнечного пятна, отличающим его от поры — малого темного образования в фотосфере с диаметром 2"—5", полностью лишенного полутени или имеющего лишь зачаточную полутень. Несомненно, все пятна начинают свою жизнь в виде пор, но только очень небольшое их число развивается до состояния настоящих пятен. Процесс превращения поры в пятно подробно описан Бреем и Лоухедом в их монографии "Солнечные пятна".

2.2. Общие закономерности активных областей их организации

На протяжении многих лет под активной областью понималась совокупность всех видимых явлений, сопровождающих солнечные пятна. Сейчас, когда определяющая роль магнитного поля в физике Солнца стала еще яснее, более приемлемым является другое определение: активная область — это совокупность всех явлений, связанных с возникновением и развитием солнечной магнитной

области. Под солнечной магнитной областью при этом следует понимать часть поверхности Солнца, где усредненные при наблюдениях с умеренным разрешением значения напряженности поля превышают некоторую стандартную величину, например, 5 Э. На практике обычно границу активной области (АО) отождествляют с границей флоккула.

Многолетние статистические исследования установили ряд закономерностей появления и поведения АО, которые мы кратко изложим ниже.

1. Расположение АО. Группы пятен и активные области, как правило, появляются в узкой широтной зоне, ограниченной широтами $\pm 35^\circ$. Эту зону часто называют зоной пятнообразования или королевской зоной. В непосредственной близости от экватора пятна также избегают появляться.

2. Цикличность. Наиболее четко установленной периодичностью в частоте появления солнечных пятен является одиннадцатилетняя цикличность. Период цикла близок к 11,2 года, но существует большой разброс (8–17 лет). Началом цикла считается период минимума, хотя иногда при исследованиях за начало удобно принимать другие фазы. Существует правило Гневисшева-Оля, которое при установленном выше порядке нумерации утверждает, что число пятен в максимуме нечетного цикла обычно выше, чем в максимуме предыдущего четного. Имеется несколько модификаций этого правила (Nagovitsyn et al., 2009).

3. На одиннадцатилетний цикл накладывается более длинный вековой цикл с периодом ~ 80 лет. Чрезвычайно важно, что эти два цикла, по-видимому, характеризуют разные стороны механизма солнечной активности: частоту появления пятен и их мощность. Одиннадцатилетний цикл лучше проявляется при анализе частоты появления пятен, вековой – при анализе мощности (например, по суммарным площадям пятен) (Витинский и др., 1986а).

4. Правило смещения по широте (закон Шпёрера и диаграммы бабочек). Согласно этому правилу, в начале цикла пятна обычно появляются у высокоширотных границ королевской зоны, а в конце цикла – на широтах $\pm 5\text{--}10^\circ$ – см. рис. 2.6.

5. Ориентация групп пятен. Обычно группа пятен представляет собой эллипс, слегка наклоненный к экватору. Угол большой оси этого эллипса с экватором составляет в среднем $5\text{--}6^\circ$. Имеет место закон (правило) Джоя: чем больше абсолютная широта группы, тем больше ее угол наклона к экватору.

6. Закон полярностей магнитного поля (закон Хейла). Согласно этому закону, в нечетных циклах магнитное поле ведущих пятен в группе северного полушария имеет северную полярность (N), а магнитное поле хвостовых пятен – юж-

ную (S). Эта картина меняет знак в южной полусфере и при переходе в четный цикл. Таким образом, физическим является, по-видимому, 22-летний, а не 11-летний цикл (Гневывшев и Оль, 1948).

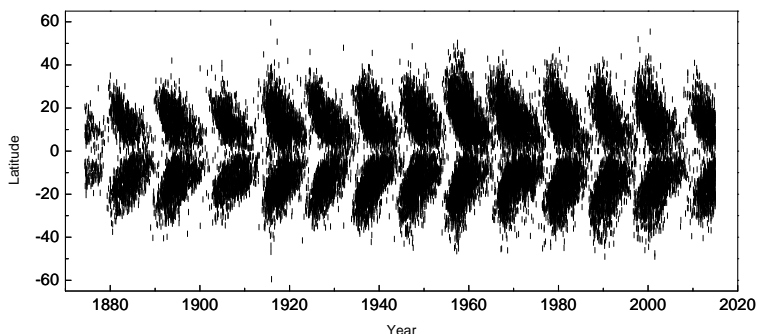


Рис. 2.6. Широты групп пятен в зависимости от времени – «бабочки» Маундера.

Существует довольно много АО, которые нарушают эти закономерности. Это особенно относится к так называемым эфемерным АО, которые встречаются далеко за пределами пояса пятен и тесно связаны с яркими точками, наблюдающимися в рентгене. Их время жизни составляет несколько часов. По оценкам на диске всегда есть 200–500 таких образований. Поток эфемерных АО составляет $\sim 2 \cdot 10^{19}$ Мкс. Несмотря на малость их потока, эфемерные области в силу их многочисленности и короткого времени жизни могут играть существенную роль в общих глобальных процессах возникновения и эволюции магнитных полей на Солнце. В этой связи очень показательна корреляция между числом рентгеновских ярких точек и яркостью пятен, обнаруженная П. Мальтби и Ф. Альбретсенсом (Maltby and Albregtsen, 1979).

К указанным выше закономерностям, характеризующим собственно АО, следует добавить еще характеристики глобальной организации, связывающие АО с общим магнитным полем Солнца:

1) Активные долготы. Существуют диапазоны долгот на Солнце, в которых солнечные пятна появляются чаще. Долгота, а точнее, диапазон долгот проявляет активность хотя и длительное время (несколько циклов), но не постоянно. (Этим активные долготы отличаются от королевской зоны). Так, при анализе суммарных площадей пятен обнаружилось, что в северном полушарии были активными кэррингтоновские долготы 140° – 180° (циклы 15–18, 20, 21), 10° – 90°

(циклы 12, 14–21) и 260° – 300° (циклы 14–21). В южном полушарии активные долготы выявляются хуже.

2) Асимметрия активности по полушариям. Большую часть XX века северное полушарие по всем параметрам было более активным: по числу пятен вообще, крупных групп, активных областей и, протонных вспышек и т.д. Однако начиная с 21 цикла число солнечных пятен как в максимуме цикла, так и, в особенности, на фазе спада стало больше в южном полушарии.

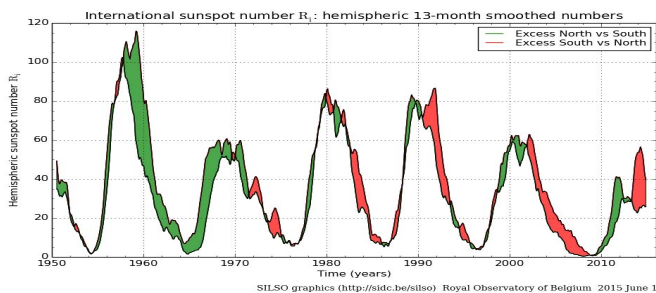


Рис. 2.7. Сглаженные среднемесячные числа солнечных пятен по данным Королевской обсерватории в Бельгии.

На рисунке 2.7 показаны сглаженные среднемесячные числа солнечных пятен по данным Королевской обсерватории в Бельгии (<http://sidc.oma.be/>) раздельно по полушариям. Данные приведены в старой системе (версия 1). Видно, что вторичный максимум числа солнечных пятен наблюдается именно в южном полушарии и он в целом интенсивнее, чем первичный.

3) Общее (фоновое) поле и его связь с активностью. Предполагается (хотя до сих пор есть сомнения), что Солнце имеет общее поле дипольного типа. Полюса этого диполя расположены вблизи полюсов вращения. Это дипольное поле также имеет 11-летнюю цикличность. Оно достигает максимума во время минимума солнечной активности и меняет знак вблизи максимума активности. Смена знака происходит на разных полюсах не одновременно. Так, в южном полушарии смена знака (переполусовка) происходила в циклах 18, 19, 20 и 21 (Макаров и др., 1983; Makarov and Sivaraman, 1983) в следующие даты: 1949,0; 1959,5; 1970,6; 1981,8 (соответствующие даты максимумов – 1947,2; 1958,8; 1970,1; 1981,0). В северном полушарии окончательная смена знака для этих циклов установилась в эпохи 1950,2; 1959,7; 1971,5; 1981,0 (соответствующие даты максимумов – 1946,8; 1959,2; 1969,0; 1979,8). До сих пор до конца не установлено,

имеет ли ту же природу фоновое магнитное поле, расположенное между АО, или это два разных физических явления.

4) Связь глобальной организации Солнца с 11-летней цикличностью. А.И.Оль (1971) установил, что величина максимума очень хорошо коррелирует с геомагнитной активностью на фазе спада предыдущего цикла. Поскольку геомагнитная активность на фазе спада в основном определяется крупномасштабными структурами общего (фонового) магнитного поля, из этого результата следует, что новый цикл физически начинается за 2–3 года до минимума.

5) Характеристики вращения различных объектов на Солнце. Как известно, Солнце вращается не как твердое тело. Законы дифференциального вращения Солнца впервые были установлены по пятнам, причем считалось, что скорость вращения Солнца одинакова для всех объектов на данной широте. Позднее оказалось, что это не так. Используются в основном два метода: спектроскопический – по доплеровским сдвигам линий и метод трасеров, при котором прослеживается перемещение по видимому диску того или иного объекта. Полную сводку определений вращения составил Дж. Беккерс (Beckers, 1981). Оказалось, что объекты, связанные с интенсивными магнитными полями, вращаются на экваторе быстрее невозмущенной фотосферы – со скоростью $\sim 2,93 \cdot 10^{-6}$ рад/с, т.е. с сидерическим периодом 24,8 суток. Примечательно, что эта скорость совпадает со скоростью вещества Солнца, определенной по p -модам для глубины 15000 км. Малые рентгеновские точки вращаются как поверхностные образования, корональные дыры – как глубинные; более того, в них отсутствует дифференциальное вращение. В этой картине не совсем ясно противоречие между большой скоростью вращения хромосферы и малой скоростью вращения различных хромосферных объектов.

6) Зональные течения в фотосфере. Зональные течения в фотосфере были обнаружены в работе (Howard and Labonte, 1980). Зоны быстрого и медленного вращения возникают вблизи полюсов и смещаются к экватору за 22 года. Эта картина симметрична относительно экватора; среднее значение скорости составляет 3 м/с. Позднее аналогичные зональные течения были обнаружены и в короне (Степанов и Тягун, 1976). По мнению Б. Лабонта и Р. Говарда (Labonte and Howard, 1982), наблюдаемые зональные течения не могут быть объяснены в рамках традиционной модели α - ω динамо. Однако есть и противоположная точка зрения, по которой теория динамо является достаточно гибкой, чтобы включить в число своих следствий и зональные течения (Schussler, 1981; Yoshimura, 1981).

2.3. Группы солнечных пятен

Группа пятен включает в себя от одного до нескольких десятков пятен. Площадь большой группы составляет 1–2 тысячи м.д.п. Деление на группы в период высокой солнечной активности – не простая задача. При тесном расположении групп может возникнуть неясность, куда отнести то или иное пятно. Для устранения неопределенности могут быть использованы различные характеристики взаимосвязи пятен в группе (магнитное поле, движения, структура полутени и т.д.), но эта информация имеется не всегда.

В практике статистических исследований пятна отождествляются с любыми образованиями, имеющими интенсивность, сравнимую со средней интенсивностью обычных теней. Иногда может наблюдаться несколько теней внутри одной общей полутени или, наоборот, тени очень малых размеров (≤ 300 км), вообще лишенные полутени. *Порой* считается любое потемнение в фотосфере, близкое по интенсивности к интенсивности межгрануляционного пространства, с характерными размерами, не превышающими 2500 км. Напряженность магнитного поля пор, во всяком случае, превышает 1000 Гс.

Еще одно образование в атмосфере Солнца – "узлы" – обнаруживается по его магнитным свойствам. Это очень маленькие образования с магнитным полем ≥ 1500 Гс. Обычно узлы расположены на периферии супергранул и связаны со слабым нисходящим потоком вещества (0,1–0,2 км/с).

Удивительное свойство магнитных полей на Солнце концентрироваться в тончайшие жгуты поперечником ≤ 200 –300 км с потоком 10^{18} Мкс было открыто в последние годы и, несомненно, является одним из самых фундаментальных свойств солнечной плазмы. Эти узлы чаще бывают темными, но наблюдаются и аналогичные светлые образования. Есть основания полагать, что все поле на Солнце сконцентрировано в жгутах. Диффузного поля на Солнце, может быть, и вообще нет или оно очень слабо. Соединение нескольких узлов приводит к возникновению пор и пятен. Возможно, речь идет об одном и том же явлении. Однако тогда мы приходим к очень важному выводу, что различие между активной и невозмущенной областями состоит просто в количестве магнитных элементов на единицу поверхности.

Пока неясно, сохраняется ли такая жгутообразная структура поля и над фотосферой. Существует концепция (Giovanelli, 1980, 1982; Giovanelli and Johns, 1982; Johns and Giovanelli, 1982), согласно которой выше 400 км над фотосферой и полутенью поле становится диффузным, а видимые структуры определяются

термодинамическими параметрами. Таким образом, сверху поле имеет вид покрывала над областями, где поля нет. С другой стороны, как в хромосфере, так и в короне наблюдаются многочисленные петельные структуры, и их трудно понять без связи с тонкой структурой фотосферы.

На рисунке 2.8. показан широко известный случай наблюдения корональных петель. Наблюдения выполнены в диапазоне линии 171 \AA , в которой светятся относительно холодные области короны с температурой $1,0\text{--}1,5 \text{ MK}$. Совершенно ошеломляющими и непонятными до сих пор являются четкие очертания и постоянство поперечного сечения этих петель. Поскольку плотность с высотой быстро падает, соответствующие петли должны были бы расширяться. Расчеты на основе потенциального поля дают петли, которые в вершине гораздо шире, чем в основании. Предложено несколько объяснений этого феномена (их обзор можно посмотреть в работе (Martens, 2013), но окончательного решения пока нет.

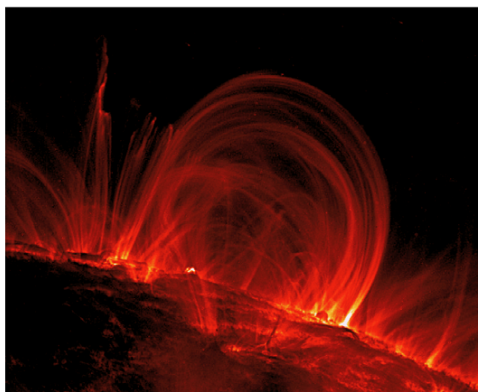


Рис. 2.8. Корональные петли на лимбе (TRACE, 171 \AA , 06.11.1999).

В группе пятен обычно выделяют головное пятно (или лидер группы) и хвостовое пятно. Лидер обычно имеет большие размеры и более правильную форму. Он расположен в западной части группы, чем и определяется его название. Более мелкие пятна внутри группы располагаются довольно хаотично, образуя, как правило, вытянутый вдоль параллели эллипс. Большая ось эллипса наклонена к экватору, так что головная часть группы имеет меньшую широту, чем хвостовая часть. Угол наклона составляет $5\text{--}6^\circ$ и может несколько меняться в зависимости от широты, фазы цикла и эволюционных характеристик группы.

Помимо собственно пятен, пор и микропор, внутри группы при наблюдении в белом свете встречаются еще отдельные клочки полутеневого вещества. Кроме того, внутри группы обнаружены изменения и в структуре грануляции: гранулы уменьшаются и как бы выстраиваются вдоль силовых линий магнитного поля.

Группа пятен является частью активной области. Она окружена факельным и флоккулярным полем. Поток больших АО достигает $5 \cdot 10^{22}$ Мкс, причем значительная часть потока исходит из флоккула.

2.3.1. Классификация групп

Широко известны и достаточно подробно описаны в литературе маунтвил-соновская магнитная и эволюционная цюрихская классификации. Первая из них основана на распределении магнитных полярностей пятен в группе. Группа, состоящая в основном из пятен одной полярности, обозначается буквой α . Если центр тяжести флоккула расположен впереди или позади группы, добавляются буквы p или f , соответственно. Биполярная группа обозначается буквой β . В случае явного преобладания головного или хвостового пятна также добавляются буквы p или f , соответственно. Если четко выраженной линии раздела полярностей нет, добавляется буква γ и, наконец, при полностью нерегулярном распределении полярностей группа обозначается буквой γ . В дальнейшем была добавлена еще δ -конфигурация для обозначения пятна, внутри которого наблюдаются ядра разной полярности в пределах одной общей полутени.

Частота встречаемости групп классов α , δ и γ составляет 46, 53 и 1%, соответственно. Однако именно группы класса γ являются наиболее вспышечно-активными, а наличие в группе δ -конфигурации оказывается одним из самых надежных предвестников протонной вспышки.

Эволюционная цюрихская классификация состоит из 9 классов:

- A – пора или группа пор, без четко выраженной биполярной конфигурации;
- B – группа пор с биполярной конфигурацией;
- C – биполярная группа, одно пятно которой имеет полутень;
- D – биполярная группа, основные пятна которой имеют полутени; по крайней мере, у одного пятна наблюдается простая структура; размеры группы по долготе обычно меньше 10° ;
- E – большая биполярная группа; оба главных пятна обладают полутенями, и их структура сложна; между главными пятнами имеются многочисленные небольшие пятна; размеры группы по долготе больше 10° ;

F – очень большая биполярная или сложная группа; ее длина по долготе больше 15° ;

G – большая биполярная группа, не содержащая между основными пятнами никаких маленьких пятен; длина группы более 10° ;

H – униполярное пятно с полутенью диаметром больше $2,5^{\circ}$;

J – униполярное пятно с полутенью диаметром меньше $2,5^{\circ}$.

Эта классификация определена несколько менее четко, чем магнитная. В частности, в некоторых классах может возникнуть противоречие между степенью сложности группы и ее геометрическим размером. В этом случае по духу эволюционной классификации следует отдавать предпочтение характеристикам конфигурации группы.

Менее известна используемая с начала 70-х годов в "Solar-Geophysical Data" трехмерная классификация, введенная П. Макинтошем (McIntosh, 1972).

Эта классификация включает в себя модифицированную цюрихскую классификацию группы, характеристику наибольшего пятна и степень компактности группы. Описание каждой группы состоит из трех параметров.

Первый параметр обозначает модифицированный цюрихский класс: A, B, C, D, E, F, H. Определение каждого класса практически совпадает с принятым ранее, и мы не будем его повторять. Отличие состоит только в том, что класс G включен в классы E и F, а класс J – в класс H.

Характеристика наибольшего пятна в группе, а точнее, характеристика его полутени обозначается буквами x, g, s, a, h, k, идущими после буквы, обозначающей модифицированный цюрихский класс:

x – полутень отсутствует или не превышает $3''$ по ширине;

g – полутень слабо выражена ("рудиментарная") и представляет собой переход от обычной грануляционной структуры к стандартной волокнистой полутени; она имеет ширину около $3''$, ярче, чем нормальная полутень, и обычно имеет сложные очертания;

s – симметричная почти круговая полутень с хорошо выраженной волокнистой структурой; диаметр пятна не более $2,5$ гелиографических градусов; тени образуют компактное скопление в центре полутени или эллиптическая полутень расположена симметрично относительно изолированной тени; пятна этого класса меняются довольно медленно;

a – асимметричная полутень со сложными очертаниями и хорошо выраженной волокнистой структурой; протяженность пятна по широте не более $2,5$ гелиографических градусов; возможно существование нескольких удаленных

друг от друга теней внутри общей полутени; такие пятна меняются довольно быстро;

h – то же, что “s”, но диаметр больше 2,5 гелиографических градусов;

k – то же, что “a”, но протяженность по широте больше 2,5 гелиографических градусов.

Характеристика распределения (степень компактности) обозначается третьей буквой классификации: x, o, i, c.

x – одиночное пятно;

o – открытая конфигурация; между головным и хвостовым концами группы мало или вообще нет пятен;

i – промежуточная конфигурация; между головным и хвостовым концами группы встречаются только пятна без полутени;

c – сложная конфигурация; между головным и хвостовым концами группы расположено много сильных пятен, причём хотя бы одно из них имеет полутень; крайний случай этого распределения встречается, когда вся группа погружена в одну общую полутень. Так, если протяженность полутени превышает 5 гелиографических градусов, можно быть уверенным, что внутри неё встречаются обе полярности, и её можно отнести к классу “c”.

Очевидно, что классы Ego, Eso, Eao, Eho, Eko, Fro, Fso, Fao, Fho, и Fko совпадают с цюрихским классом G, а Hgx, Hsx, Nah совпадают с классом J. Примеры всех этих классов приведены на рисунке 2.9.

Разумеется, не все параметры могут сочетаться друг с другом. Многие комбинации параметров невозможны по определению (например, Asc, Fxo и т.п.); другие, теоретически возможные, практически не встречаются (Drc, Ere, Fro, Frc, Fsc, Fac). Реально встречаются “всего лишь” 57 сочетаний. В таблице 2.1, которая составлена нами на основе данных (Kildahl, 1980), показана частота встречаемости различных комбинаций этой трёхмерной классификации на основе 12411 ежедневных определений за 1969–1976 гг. Следует иметь в виду, что в отличие от ряда других статистических работ, фиксировался класс группы на каждый день её существования, а не класс в максимуме развития, что, естественно, повышает относительную долю долгоживущих групп. В 7 строках и первых 14 столбцах таблицы даны абсолютное число случаев наблюдения и относительная доля данной комбинации внутри модифицированного цюрихского класса. В столбцах 15 и 16 даны абсолютное число и относительная доля случаев наблюдения модифицированных цюрихских классов.

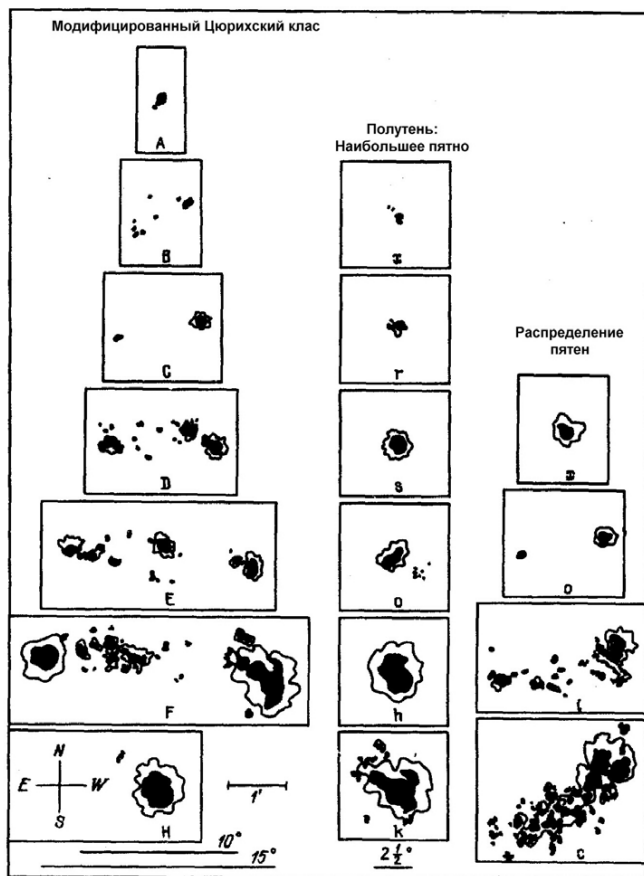


Рис. 2.9. Схема классификации групп пятен по Макинтошу.

Из таблицы видно, что для классов А, В, Н трёхмерная классификация, по существу, избыточна. В классе А возможно только одно сочетание Ахх, в классе В подавляющее большинство пятен (85,1%) относятся к сочетанию Вхх. В классе Н существует довольно много комбинаций, однако подавляющее большинство случаев наблюдения (2396 из 2584, т.е. 92,7%) относятся к сочетаниям Нsx, Нах, Нгх, т.е. к обычному цюрихскому классу J. Более того, из этих 2396 случаев 81,9% относятся к сочетанию Нsx. Это значит, что класс Нsx почти полностью совпадает с обычным цюрихским классом J. Остальные 188 случаев, соответствующие обычному цюрихскому классу Н, на 79,8% определяются сочетанием

Hhx. Это наводит на мысль, что, может быть, и не следовало объединять классы H и J, тем более что, как видно из анализа протонных комплексов, эти два класса ведут себя по-разному.

Таблица 2.1. Частота встречаемости различных групп в классификации Макинтоша.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Axx															
2517														2517	20.3
100															
Bxo	Bxi														
1906	334													2240	18.0
85.1	14.9														
Cso	Cro	Cao	Csi	Cai	Cri	Cho	Cko	Chi	Cki						
1020	368	232	211	166	152	112	52	29	28					2370	19.1
43.0	15.5	9.8	8.9	7.0	6.4	4.7	2.2	1.2	1.2						
Dso	Dai	Dao	Dsi	Dkc	Dki	Dro	Dri	Dac	Dho	Dko	Dhi	Dsc	Dhs		
553	324	288	246	100	88	75	54	46	43	43	41	20	6	1927	15.5
28.7	16.8	14.9	12.8	5.2	4.6	3.9	2.8	2.4	2.2	2.2	1.9	1.0	0.3		
Eso	Eai	Eki	Esi	Ekc	Eko	Eao	Ehi	Eho	Eac	Esc	Ero	Eri	Ehc		
82	82	81	78	63	52	47	45	39	17	9	6	4	4	609	4.9
13.5	13.5	13.3	12.8	10.3	8.5	7.7	7.4	6.4	2.8	1.4	1.0	0.6	0.6		
Fki	Fkc	Fko	Fhi	Fso	Fai	Fho	Fsi	Fhc	Fao	Fri					
47	27	19	18	13	12	10	8	5	3	2				164	1.3
28.7	16.5	11.6	11.0	7.9	7.3	6.1	4.9	3.0	1.8	1.2					
Hsx	Hax	Hrx	Hhx	Hkx											
1963	222	211	150	38										2584	20.8
76.0	8.6	8.2	5.8	1.5										12411	

По-разному ведут себя классы и в зависимости от фазы цикла. В минимуме резко падает доля развитых групп классов E и F и среди них увеличивается доля компактных групп с параметрами ki, kc, hi, he. Увеличение относительного числа больших групп в период максимума солнечной активности отмечалось во многих работах.

Трёхмерная классификация соединяет в себе достоинства эволюционной и магнитной классификаций. Её недостатком является чрезвычайная громоздкость. Может быть, именно поэтому до сих пор не изучены многие статистические свойства и не выяснен эволюционный путь группы в трёхмерном пространстве этих классов. С другой стороны, она легла в основу многих систем прогнозирования, в особенности в США.

В течение многих лет идут дискуссии о механизмах, приводящих к усложнению группы пятен в процессе её эволюции. Наиболее распространённая концепция – всплывание новых петель и трубок магнитного потока. Однако есть и явные аргументы в пользу возникновения сложных групп в результате сдвиговых собственных движений пятен. При этом отдельные пятна ведут себя как изолированные объекты и, перемещаясь, сливаются в конгломераты, не оказывая видимого взаимного влияния. Даже пятна δ -конфигурации в ряде случаев возникают как результат слияния головного пятна одной группы и хвостового пятна другой. Более того, ядра возникшего после слияния пятна связаны магнитными силовыми линиями не друг с другом, а с компонентами групп, к которым они ранее принадлежали. Вновь проявляется удивительное свойство магнитных полей сохранять свою индивидуальность.

Особый класс составляют группы, в которых нарушен закон Хейла. Группы с обратной полярностью составляют всего 3% от общего числа групп. Их время жизни и широтное распределение такие же, как и у обычных групп. У них нет аномалий в устойчивости; они не проявляют тенденции возврата к нормальному положению. Однако это, как правило, сложные группы, и поэтому с ними связано значительно большее число вспышек.

2.3.2. Частота встречаемости различных размеров пятен, групп и активных областей

Анализ частоты встречаемости различных размеров пятен и групп выявил на первый взгляд неожиданное свойство: распределение пятен и групп не представляет собой монотонно убывающую зависимость. Отдельные размеры явно предпочтительнее.

Самые малые короткоживущие группы обнаруживают максимум распределения в окрестностях площади 7 м.д.п. (диаметр $\sim 5 \cdot 10^3$ км). Группы меньшего размера редко живут больше одного дня. Этот характерный размер близок к характерному размеру мезогрануляции. Группы примерно такого размера живут дольше, а группы, превышающие этот размер, сливаются друг с другом и образуют более крупные группы.

В. Бумба (Bumba, 1965) изучил 97 лидеров рекуррентных групп и обнаружил, что они также имеют предпочтительные размеры по площади – 190, 310 и 570 м.д.п. Эти размеры соответствуют размерам факельной ячейки и ячеек супергрануляции.

В ряде случаев удавалось непосредственно наблюдать, как малые пятна в группе обрисовывают ячейку супергрануляции.

Тесная связь с крупномасштабной структурой движений выявляется и для образований еще больших размеров. В частности, активные области, вероятно, связаны с гигантскими, а комплексы активности и активные долготы – со сверхгигантскими гранулами.

По магнитным картам была получена зависимость частоты встречаемости активных областей за период 1967–1981 гг. Оказалось, что число активных областей с площадью больше A экспоненциально падает с увеличением A :

$$N(A) = N_0 \exp(-A/A_0), \quad (2.6)$$

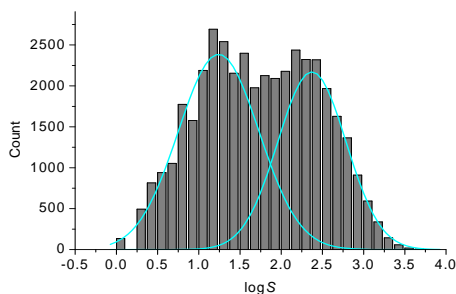
где N_0 за весь период 1967–1981 гг. составляет 4788, а $A_0 = 175$ квадратных градусов (1 кв. градус = 48,5 м.д.п.). Можно было бы допустить, что эта экспоненциальная зависимость просто представляет собой результат эволюции и расширения АО. Однако после исключения возвращающихся групп (25% общего числа) экспоненциальный характер зависимости сохранился с $A_0 = 136$. Таким образом, экспоненциальный характер зависимости $N(A)$ отражает не столько эволюционные характеристики АО, сколько специфику механизмов генерации и выхода магнитных полей на Солнце. Интересно, что экспоненциальный характер зависимости $N(A)$ сохраняется вплоть до самых больших АО с $A \approx 1350$ кв. градусов. В то же время, для групп пятен аналогичная закономерность не соблюдается; $\lg N(S)$ зависит от площади группы нелинейно. Групп с площадью $>S$, когда S достаточно велико, значительно больше, чем это следует из простой экстраполяции зависимости, полученной для малых S .

Следует заметить, что распределение (2.6), скорее всего, недооценивает число малых АО, однако в любом случае их значительно меньше, чем оцениваемое за это же время число эфемерных АО ($\sim 3,2 \cdot 10^6$). Это означает, что эфемерные АО не представляют собой просто малые АО, а являются самостоятельным физическим объектом. Это, впрочем, следует и из анализа других характеристик эфемерных АО.

Вообще короткоживущие АО и группы пятен имеют ряд особых свойств. В частности, обнаружилось (Ringnes, 1981), что частота их появления сильно зависит от фазы векового цикла (период 60–80 лет). Из работы (Garcia de la Rosa, 1981) складывается впечатление, что формирование малых групп не прекращается после их выхода на поверхность, тогда как большие группы выходят уже в концентрированном виде. С другой стороны, по результатам того же автора

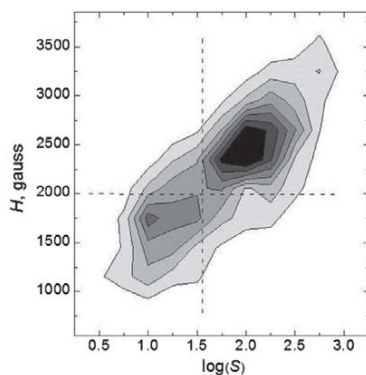
(Garcia de la Rosa, 1983), малые АО возникают исключительно из остатков больших.

Рис. 2.10. Распределение групп пятен (гринвичский каталог) по логарифму площади. В статистике участвуют только максимальные за время существования площади групп.



В работе (Nagovitsyn et al., 2012) показано, что распределение пятен по площадям имеет бимодальный характер, причём и малые, и большие пятна распределены логнормально. То же касается и групп пятен. Бимодальность распределений была подтверждена в работах (Tlatov and Pevtsov, 2014; Munoz-Jaramillo et al., 2015), однако в последней работе для малых пятен использовалось распределение Вейбулла.

Рис. 2.11. Две популяции пятен в осях «напряженность магнитного поля – логарифм площади».



В последующих работах (Наговицын и др., 2016; Nagovitsyn and Pevtsov, 2016; Nagovitsyn et al., 2017) было показано, что группы пятен разделяются на две популяции SSG (Small Short-living Groups) и LLG (Large Long-living Groups)

также по параметру напряженности магнитного поля (см. рис. 2.11) и времени жизни: короче и дольше 5 дней (рис. 2.12).

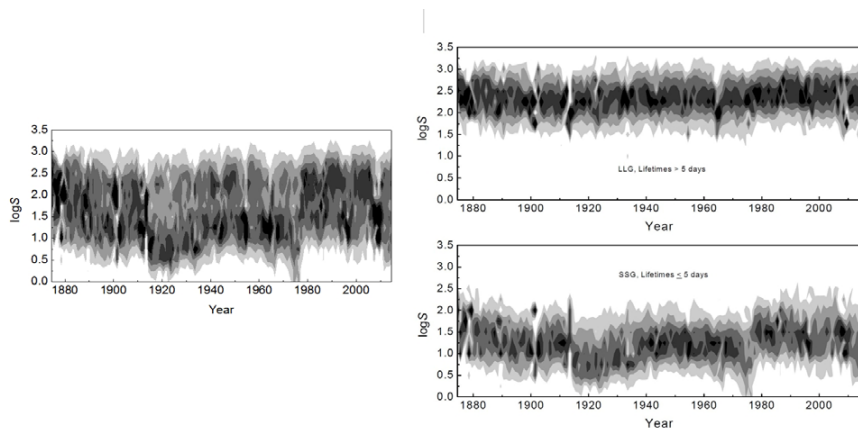


Рис. 2.12. Динамическая функция плотности вероятности логарифма площади групп пятен (слева) и её разделение по параметру времени жизни пятен: справа сверху – группы LLG со временем жизни больше 5 дней, справа снизу – группы SSG со временем жизни не больше 5 дней.

Факт существования на Солнце двух популяций групп солнечных пятен с отчётливо различающимися свойствами свидетельствует в пользу действия на Солнце пространственно-распределенного динамо, так что двум популяциям соответствуют две области генерации (сильного градиента скорости вращения): глубинная – тахоклин и приповерхностная – лептоклин.

Глава 3. КРУПНОМАСШТАБНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

3.1. Тонкая структура фоновых полей

Магнитные поля за пределами солнечных пятен, а тем более вне активных областей долго не поддавались измерению. Дело в том, что среднее значение магнитного поля вне активных областей не превышает 10 Гс, что недоступно при одиночных измерениях с помощью фотографических и визуальных методов. Только с помощью статистики путем обработки многих наблюдений соратникам великого Хейла удалось в начале 20-х годов XX века показать, что магнитные поля вблизи полюса составляют 10–50 Гс. Реальная величина среднего поля, по-видимому, несколько меньше. Только изобретение фотоэлектрических магнитографов в середине 50-х годов прошлого века (Babcock and Babcock, 1952; Babcock, 1953; Могилевский и др., 1954; Никулин, 1958) существенно продвинуло нас к решению этой задачи. Основой измерений магнитных полей – как фотовизуальными методами, так и с помощью магнитографа – является эффект Зеемана.

Основы методики подробно изложены в монографии В.Н. Обридко (1985). Здесь мы отметим только важное различие между этими двумя методами. В фотовизуальных методах измеряется величина зеемановского расщепления непосредственно или с использованием поляризации, для наилучшего разделения компонент. Чувствительность фотовизуальных методов невысока, поскольку ширина спектральной линии обычно сравнима с расщеплением при полях порядка 0,1–0,2 Тл ($1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс}$. $1 \text{ Гс} = 1 \text{ Мх/см}^2$). В фотоэлектрических магнитографах измеряется поляризация. Хотя зеемановская поляризация в спектральных линиях довольно низкая, тем не менее, современные модуляционные методы позволяют измерять поляризацию вплоть до 10^{-5} . Однако у магнитографов есть свои проблемы. Во-первых, сигнал пропорционален не только поляризации, но и яркости, а это значит, что в структурных элементах разной яркости сигнал измеряется с весом, равным яркости элемента. Во-вторых, сигнал нелинейно зависит от величины магнитного поля. Начиная с некоторой величины поля, сигнал замедляет свой рост, а при очень большой величине может даже уменьшаться с ростом поля. Этот эффект называется *насыщением солнечных магнитографов*. К тому же, он сильно зависит от используемой для измерений спектральной ли-

нии. В-третьих, хотя проблема измерений всех компонент магнитного поля решена в принципе, однако чувствительность по трансверсальным компонентам на полтора порядка ниже, чем по продольной компоненте. Поэтому практически измерения всех компонент производятся только в пятнах или вблизи них. Измерения крупномасштабного поля выполняются сегодня исключительно в продольной компоненте. Только в начале 60-х годов XX века в обсерваториях Маунт Вилсон и Китт Пик начались регулярные наблюдения, покрывающие весь диск Солнца. Эпизодически такие наблюдения проводились также в Крымской астрофизической обсерватории. Наблюдения в обсерватории Китт Пик проводятся и сейчас. Наиболее популярны наблюдения в Солнечной обсерватории им. Джона Вилкокса (WSO) в Стэнфорде, которые в единой системе проводятся с марта 1976 года и доступны всем желающим через Интернет. Наблюдения полного вектора разного качества и разной регулярности проводятся в обсерватории Центра космических полетов им. Дж. Маршалла в США (MSFC), а также в обсерваториях Хуайроу в Китае и Окаяма в Японии, однако эти наблюдения, как правило, охватывают только активные области. Наконец, в Интернете можно получить регулярные данные с космических аппаратов SOHO (телескоп MDI) и SDO (телескоп HMI) и со спутника Hinode.

Зависимость сигнала от типа линии оказалась не только недостатком магнитографов, но и весьма полезным инструментом при анализе тонкой структуры магнитных полей на Солнце. Поскольку насыщение в линиях разной магнитной чувствительности наступает при разных значениях поля, оказалось возможным показать, что магнитное поле на Солнце представляет собой магнитный ковер из трубок с напряжённостью несколько выше, чем 0,1 Тл (несмотря на то, что среднее поле, как уже говорилось, составляет всего лишь 0,001–0,01 Тл, Stenflo, 1973; Stenflo and Vogel, 1986). Эти трубки часто называют «килогауссовыми» трубками. Их характерные размеры меньше секунды дуги; по некоторым оценкам – не больше 100–200 км. С наступлением эры наблюдений с высоким разрешением в космосе и на Канарских островах удалось наблюдать эти трубки и непосредственно.

Остается вопрос, являются ли магнитные трубки изолированными. На уровне фотосферы окружающее давление, в принципе, может удерживать эти трубки в некотором неустойчивом равновесии. Это означает, что в них должны протекать довольно сильные токи, которых в фотосфере исключить нельзя. Однако непосредственно над фотосферой вещества уже недостаточно, чтобы удерживать поле трубок от расширения. Поэтому они должны сильно расширяться, об-

разуя поле «типа канале». Под фотосферой поле нарастает медленнее, чем давление плазмы, и трубки должны тоже быстро расширяться. Да и на уровне фотосферы наблюдаемые волокна указывают на связь трубок друг с другом. Непосредственно наблюдать поперечное поле, соединяющее эти трубки, не удаётся. Дело в том, что, как уже говорилось, сигнал по поперечному полю очень слаб; к тому же он сильно ослабляется при усреднении полей разных направлений. Продольное поле тоже сильно ослабляется при усреднении. Это приводит к тому, что мы сегодня, по существу, не знаем точного значения интегрального магнитного потока. По разным оценкам, 90% потока или более скрыто от нас (“hidden field”).

Природу элементов тонкой структуры мы обсудим позже, в разделе о магнитном поле солнечных пятен. Пока же для нас принципиальным является вопрос о крупномасштабном поле. Собственно говоря, прямые измерения поля между трубками имеют недостаточно высокую чувствительность, чтобы непосредственно измерить крупномасштабное поле. Формальные оценки скважности вполне допускают отсутствие поля между трубками.

Тем не менее, многочисленные наблюдения указывают на существование обширных пространств на Солнце, где преобладает та или иная полярность. Это иллюстрируется ниже на рисунке 3.1. Здесь на карту, полученную с высоким разрешением на Обсерватории Китт Пик, где хорошо видны элементы с характерными размерами около 2 секунд дуги, наложена карта крупномасштабного поля, полученная с низким разрешением на основании наблюдений на Обсерватории им. Дж. Вилкокса. Видно, что нейтральные линии крупномасштабного поля хорошо обрисовывают эти обширные квази-униполярные пространства.

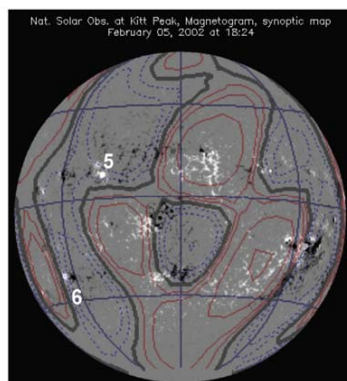


Рис. 3.1. Соотношение крупномасштабных и мелкомасштабных магнитных полей.

Только предположение о существовании крупномасштабного поля позволяет объяснить такое расположение тонкоструктурных элементов. Концепция крупномасштабного поля лежит в основе практически любых теорий возникновения магнитного поля на Солнце, в том числе и самих элементов тонкой структуры. Расчёты, выполненные на основе крупномасштабного магнитного поля, хорошо согласуются с наблюдениями короны и солнечного ветра (Sykora et al., 2003; Badalyan and Obridko, 2004; Belov et al., 2001; Лотова и др., 2005).

Понятие *фоновое* поля довольно неопределенное. По смыслу этого понятия предполагалось, что имеется некое фоновое поле и на него накладываются локальные поля активных областей. Интуитивно предполагалось также, что оно квазоднородное, мало зависит и от времени, и от пространственных координат. Основная трудность состояла в определении границ активных областей. Часто считалось, что граница активной области проходит вдоль изолинии 20 Гс. Однако с появлением наблюдений с высоким разрешением это представление стало довольно сомнительным. Оказалось, что поля за пределами активных областей резко меняются как по величине, так и по знаку уже на характерных масштабах около 2".

На рисунке 3.2а показано продольное магнитное поле Солнца по данным SOHO/MDI, полученным 27 ноября 1999 г. с разрешением 2". На рисунке 3.2b приведены абсолютные значения продольного поля (unsigned field). Видно, что поле является сильно переменным по пространственным координатам как по величине, так и по знаку.

В работах (Ivanov and Obridko, 2002; Obridko and Shelting, 2011) было введено понятие индекса униполярности (IU). Он определяется как отношение абсолютной величины среднего радиального магнитного поля B_r к его средней абсолютной величине:

$$IU = | \langle B_r \rangle | / \langle | B_r | \rangle$$

Очевидно, что для строго униполярного поля $IU = 1.0$, в то время как в области со смешанной полярностью эта величина приближается к нулю. Этот индекс приведен на рисунке 3.2с. Видно, что на большей части диска его значение не превышает 0.3. Это означает, что основная часть потока малых элементов фонового поля замыкается на соседние элементы. Наоборот, именно в активных областях встречаются более или менее протяжённые области с высоким значением индекса униполярности. Это видно из сравнения рисунков 3.2с и 3.2d. На последнем показан снимок Солнца в линии 284 Å. Активные области отчетливо выделяются зеленым цветом.

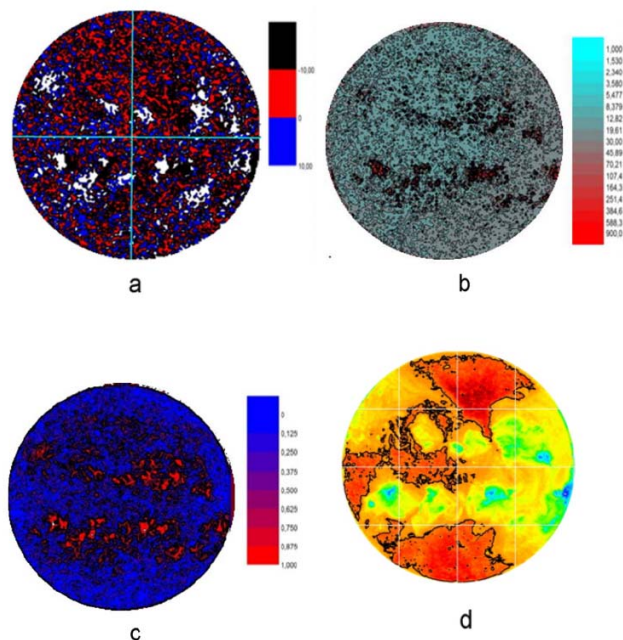


Рис. 3.2. Магнитное поле на Солнце. Магнитограмма с разрешением 2" получена на SOHO/MDI 27 ноября 1999 г.: *a* – продольное поле, *b* – абсолютная величина продольного поля, *c* – индекс униполярности, *d* – изображение Солнца в лучах линии λ 284 Å. Цвета искусственные.

Анализ структуры фоновых полей тесно связан с проблемой тонкой структуры, или «квантизации» поля. Уже в начале 1960-х годов появилось много публикаций, говорящих о повсеместном присутствии мелкомасштабных магнитных полей (Sheeley 1966, 1967; Harvey 1977). Важные доказательства были получены косвенным образом из анализа сигнала магнитографов в нескольких линиях с разным типом магнитного расщепления (Harvey and Livingston, 1969; Livingston and Harvey, 1969). Именно тогда и появился термин «quantization of the magnetic field». Эта концепция была усилена в работе (Stenflo, 1973), который также из анализа наблюдений на магнитографах в двух линиях показал, что поле сконцентрировано в отдельных трубках с напряженностью около 2000 Гс. Эти трубки имеют размер 100–300 км и заполняют всего 1% площади. Такие трубки получили название «килогассовых трубок». Оставалось неясным, весь ли поток сконцентрирован в таких трубках или между трубками существует ненулевое магнитное поле. Во всяком случае, вклад концентрированных трубок в полный

поток с поверхности Солнца выше, чем вклад активных областей (Zirin 1987; Wang et al., 1995).

В дальнейшем Я. Стенфло (Stenflo, 1982), используя анализ Ханле-эффекта, заключил, что пространство между трубками заполнено запутанным, сильно турбулизированным полем с напряженностью 10–100 Гс. Таким образом, он пришёл к выводу о двойной структуре поля на Солнце («дихотомии»). Это представление подтвердилось уже из анализа наблюдений с высоким разрешением на спутнике Hinode (Stenflo, 2011). При этом характерные размеры малых килогауссовых трубок понизились вплоть до 50 км. Есть соображения, что они ещё меньше. Следует, однако, отметить, что магнитные элементы такого масштаба с трудом должны выделяться как фотометрические образования, поскольку горизонтальная оптическая толщина в фотосфере становится равной единице именно при таких размерах. Поэтому горизонтальный оптический перенос должен сильно сглаживать любые температурные неоднородности.

До самого последнего времени остается неясным, как килогауссовые трубки связаны с циклической вариацией солнечной активности. Одни авторы (White and Livingston, 1981; Trujillo Bueno et al., 2004) не обнаружили значимой циклической вариации. Другие, напротив, обнаружили как корреляцию (Harvey and Harvey, 1974; Hagenaar et al., 2003), так и антикорреляцию (Golub et al., 1979; Muller and Roudier, 1984; Harvey, 1985) с числом солнечных пятен.

Очень важно сравнить поведение фоновых полей в низких и высоких широтах. Есть основания полагать, что причина сходства и различия в корреляции мелкомасштабных полей с числом пятен может стать яснее из анализа широтной зависимости. Мы использовали при этом асимметрию фоновых полей. Факт чётко выраженной северо-южной асимметрии солнечной активности и важность этого эффекта для понимания генерации магнитного поля Солнца (см., например, (Витинский и др., 1986a; Badalyan et al., 2005, 2008; Nagovitsyn et al., 2010; Badalyan, 2011; Nagovitsyn and Kuleshova, 2015)) побуждают к поиску подобного эффекта в фоновом магнитном поле Солнца. Существование N-S асимметрии было исследовано по многим индексам солнечной активности, таких как, например, число солнечных пятен и групп, их площади, дифференциальное вращение, протуберанцы/волока, корональные выбросы массы, магнитный поток и т.д. Наблюдается асимметрия также и в датировке характерных точек солнечных циклов в северном и южном полушариях. Асимметрия является реальным и систематическим явлением; при этом некоторые характерные свойства солнечной цикличности теряются при суммарном рассмотрении всего Солнца

(Carbonell et al., 1993; Oliver and Ballester, 1994; Atac and O'zgu'c, 1996; Gigolashvili et al., 2005; Duchlev, 2001; Li et al., 2002, 2009, 2010; Knaack et al., 2004; Gao et al., 2009; Temmer et al., 2002, 2006; S'ykora and Ryb'ak, 2010; Badalyan and Obridko, 2011;). См. также ссылки в работе (Chowdhury et al., 2013).

Оказалось, что временная зависимость асимметрии фонового поля в средних широтах сходна с поведением асимметрии числа солнечных пятен. В течение последних солнечных циклов знак асимметрии числа солнечных пятен меняется в минимумах и максимумах циклов. То же происходит и с асимметрией фоновых полей. Аналогичная смена асимметрии фонового поля также произошла в минимуме между 23 и 24 циклами. При этом асимметрия распределений фоновых полей растет с ростом величины магнитного поля. Физическая природа этого эффекта пока неясна, как неясно и то, продолжается ли этот рост для более сильных полей.

Совершенно неожиданный результат обнаружился при раздельном рассмотрении положительных и отрицательных магнитных полей. Оказалось, что знак асимметрии фонового поля не зависит от полярности самого поля. На фазе спада 23 цикла поля обоих знаков сильнее в южном полушарии, и обе полярности меняют знак асимметрии в минимуме цикла одновременно с изменением полярности групп солнечных пятен. В 23 цикле в южном полушарии полярность головного пятна была южной. Количество элементов фонового поля независимо от их знака больше в том полушарии, где головное пятно в группах имеет южную полярность.

Наконец, последнее замечание состоит в том, что поток фоновых полей значительно выше, чем поток локальных полей. Суммарный магнитный поток солнечных пятен меняется на протяжении 11-летнего цикла в 10–12 раз, в то время как поток крупномасштабных полей – менее чем в 2 раза. При этом суммарный магнитный поток солнечных пятен составляет не более 11–14% от общего магнитного потока Солнца (Harvey, 1996). Трудно понять, как из более слабого потока после распада локальных полей согласно концепции Бэбкока-Лейтона получается более сильный поток фонового поля.

Есть свои особенности и в поведении высокоширотного поля. До 2009 г. положительное полярное поле было сильнее в южном полушарии, чем в северном, а отрицательное было сильнее в северном полушарии, чем в южном. При этом поле северной полярности в южном полушарии (которое и должно быть на южном полюсе) больше, чем «побочное» поле северной полярности в северном полушарии. Соответственно, для поля южной полярности эффект был обратный.

Это согласуется с наблюдениями полярного поля и с общей схемой переполусовки.

Однако здесь есть некоторая странность. Эта асимметрия фоновых полей в высоких широтах меняет знак не в максимуме цикла, когда должна происходить переполусовка полярного поля, а в 2008–2009 гг., то есть вблизи минимума цикла и, соответственно, максимума полярного поля. По-видимому, здесь играет роль асимметрия усредненного крупномасштабного магнитного поля на Солнце.

Изложенные выше результаты в основном получены по данным SOHO/MDI и в целом согласуются с результатами обработки наблюдений на спектромагнитографе Hinode в сентябре и ноябре 2007 г. (Ito et al., 2010; Shiota et al., 2012). В этих наблюдениях с высоким пространственным разрешением все магнитное поле распадается на отдельные сгустки разной полярности, которые можно интерпретировать как упомянутые выше килогауссовые трубки. При этом поле между трубками в построении гистограмм не учитывалось. Оказалось, что распределение этих сгустков в спокойной области абсолютно симметрично относительно нуля и, таким образом, потоки двух полярностей сбалансированы. В то же время гистограмма вблизи северного полюса является отчетливо асимметричной, указывая на преобладание отрицательной полярности. С течением времени количество сгустков положительной полярности растёт, что в дальнейшем должно привести к переполусовке усреднённого крупномасштабного поля.

Замыкание потока в слабых фоновых полях в ближайших окрестностях с необходимостью указывает на существование трансверсальных полей.

3.2. О трансверсальной составляющей ФМП

Напомним, что магнитограф измеряет продольную (т.е. направленную вдоль луча зрения) компоненту магнитного поля. Соотношение между продольной и трансверсальной (т.е. поперечной по отношению к углу зрения) компонентой можно уточнить, используя эффект проекции из анализа вариации центр-край. Это побудило провести расчет зависимости B^2 от расстояния до центра солнечного диска, рассматривая отдельно северное и южное полушария (Июшпа и др., 2009). Эта зависимость показана на рис. 3.3. Видно нарастание средних значений слабого фонового поля к лимбу и северо-южная асимметрия. В более сильных полях видно падение сигнала к лимбу и отсутствие северо-южной асимметрии. Отметим также уменьшение величины сигнала вблизи экватори-

альной части лимба, связанное, по-видимому, с известной приэкваториальной зоной избегания для солнечных пятен.

Скорее всего, эффект возрастания B^2 к солнечному лимбу свидетельствует о преобладании горизонтальной составляющей ФМП. При переходе к более сильным магнитным полям наблюдается уменьшение B^2 в направлении солнечного лимба, т.е. существенна вертикальная составляющая магнитного поля.

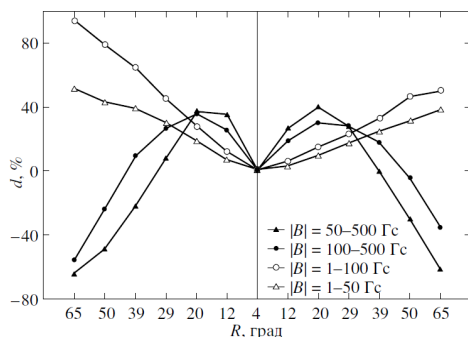


Рис. 3.3. Эффект центр-лимба для сильных и слабых магнитных полей в южном (S) и северном (N) полушариях Солнца. Представлена зависимость отношения квадрата магнитного поля вдоль луча зрения к его значению в центре диска от расстояния до центра диска $d(R) = B^2(R)/B^2(R_0)$. Зависимости даны для четырех значений поля: $|B| = 50-500$ Гс (1), $|B| = 100-500$ Гс (2), $|B| = 1-100$ Гс (3) и $|B| = 1-50$ Гс (4). Окна для вычислений $B^2(R)$ – концентрические полукольца (отдельно в южном и северном полушариях) с центрами в центре солнечного диска; R – расстояние в градусах от центра до середины полукольца, $R_0 = 4^\circ$. Оценки $B^2(R)$ получены отдельно для каждого месяца, а затем усреднены.

В работе (Svalgaard et al., 1978) были проанализированы наблюдения WSO, и было обнаружено, что зависимость сигнала от положения точки наблюдения на диске такова, как если бы магнитное поле на большом протяжении было чисто вертикальным. Позднее было показано, что концепция килогауссовых трубок в соединении с повышенной плавучестью этих трубок также должна приводить к усилению вертикальной составляющей магнитного поля в фотосфере (Stenflo and Vogel, 1986).

В конце 1990-х годов после появления многочисленных высококачественных данных, в частности, фотографий со спутников и сопоставления их с расчетами возникли соображения, что расчеты по модели потенциального продольного поля с поверхностью источника на высоте $2.5R_\odot$ дают недостаточно хорошее

совпадение со спутниковыми данными, особенно в межпланетном пространстве. Были рассчитаны новые модели с небольшой модификацией начальных условий. В модели, наиболее часто используемой для аналогичных расчетов (Wang and Sheeley, 1992, 2000), магнитное поле на фотосфере, в соответствии с результатами (Svalgaard et al., 1978), считается вертикальным, а высота поверхности источника соответствует $3,25 R_{\odot}$.

С другой стороны, в последние годы, особенно с увеличением разрешения магнитографов, появились свидетельства того, что мелкомасштабное поле является скорее горизонтальным. Некоторые указания на это были получены уже в первых измерениях с помощью вектор-магнитографов (Иошпа и Обридо, 1963). Оказалось, что наблюдаемое поле вблизи активных центров сильно перепутано и является в основном поперечным, напоминая “вывал леса” в тайге. В последнее время проблему трансверсального направления магнитного поля в слабовозмущенной области связывают с проблемой скрытого (“hidden”) магнитного потока (Trujillo-Bueno et al., 2006). Дело в том, что такое поле очень трудно измерить. Чувствительность зеемановских вектор-магнитографов по поперечному полю слишком мала (не более 50–100 Гс). Более того, запутанность структуры поперечного поля при низком разрешении еще более снижает сигнал. С другой стороны, эффект Ханле плохо работает в относительно плотной фотосфере. Только с запуском спутника Hinode появились первые прямые подтверждения существования сильных поперечных полей в невозмущенной и слабовозмущенной фотосфере (Lites et al., 2008). В работе (Harvey et al., 2007) по данным наблюдений SOLIS и GONG было также обнаружено слабое поле с индукцией порядка 1–2 Гс, которое усиливается почти в два раза к лимбу. Авторы этой работы тоже интерпретировали этот эффект как следствие преимущественной горизонтальности полей в спокойной области на Солнце. Отмечается и быстрое изменение этих полей на характерных временах порядка десятков минут. В работах (Ishikawa et al., 2008; Schussler and Vogler, 2008) анализируются данные Hinode и показано, что значительный вклад в наблюдаемые фоновые поля вносят мелкомасштабные трансверсальные магнитные поля. Правда, значение напряженности дается несколько большее, чем указано выше. Однако эти исследования относятся к более тонкой структуре магнитного поля, чем та, которая доступна для наблюдений SOHO/MDI, использовавшихся предыдущими авторами. Характерные структурные размеры в модели (Schussler and Vogler, 2008) составляют 0,1–0,5 Мм, тогда как линейный размер пикселя MDI – 1,4 Мм. Максимальная площадь мелкомасштабных элементов горизонтальных полей в работе (Ishikawa et

al., 2008) не превышает $1/3$ площади пикселя MDI (в среднем она на порядок меньше площади пикселя).

Таким образом, характерным свойством фоновых полей является скорее их малый пространственный масштаб. По-видимому, они образуют особую популяцию, которая имеет свои особые законы циклической вариации

Сегодня мы не знаем и природу этих элементов. Одним из простых объяснений является процесс распада крупномасштабного поля на более мелкие элементы вследствие неустойчивостей, турбулентности или тонкой структуры движений в околофотосферной части солнечной атмосферы. В принципе такой процесс вполне возможен и существует довольно много модельных расчетов, подробно описывающих его. Неясно, правда, какую напряженность поля в тонкоструктурных элементах можно получить таким образом. Дело в том, что уже при нескольких сотнях гаусс, энергия поля становится сравнимой с энергией кинетических движений в несколько км/с.

Альтернативная концепция наиболее полно представлена в монографии Э.И. Могилевского (2001). Он предполагает, что солнечная плазма априорно состоит из тонкоструктурных взаимодействующих самоподобных элементов – фракталов. Крупномасштабное поле является следствием суммарного действия этих элементов, объединяющихся в силу присущей им самоорганизации.

3.3. Крупномасштабное магнитное поле

Итак, в сравнительно слабых фоновых полях преобладает горизонтальная компонента, а в области несколько более сильных полей больших пространственных масштабов – вертикальная. При этом относительный вклад обеих систем меняется с широтой.

Иногда под фоновым (по существу, крупномасштабным) полем подразумевается интегральное фотосферное магнитное поле за вычетом полей активных областей (скажем, без полей выше 300 Гс по модулю). При этом последнем определении значимый вклад в интеграл дают и элементы тонкой структуры.

В рамках этой книги мы будем называть крупномасштабным полем поле с характерным масштабом, превышающим активную область. Примем этот масштаб равным $3'$ дуги, то есть $180''$ дуги или примерно 130 000 км в центре диска. Именно с таким разрешением выполняются наблюдения на обсерватории им. Дж. Вилкокса в США, которые явились основой для многих исследований крупномасштабного поля на Солнце.

По данным, полученным с более высоким разрешением, можно выявить крупномасштабное поле с помощью компьютерного усреднения. При соответствующем усреднении данные в целом согласуются с непосредственными измерениями на магнитографе WSO.

Наблюдаемая структура магнитного поля сильно зависит от разрешения. Когда эффективное наблюдательное окно увеличивается (разрешающая способность уменьшается), магнитные поля элементов с противоположными знаками взаимно уничтожаются. Это можно смоделировать с помощью численного сглаживания. Мы провели сглаживание с использованием квадратного окна со стороной D , где величина D измерялась в пикселях и колебалась от 1 до 80. Использовались данные SOHO/MDI, где один пиксель соответствует 2 секундам дуги. Рисунок 3.4 показывает магнитограммы после сглаживания с окнами 10, 20, 40, и 80 пикселей. Видно, что крупномасштабное магнитное поле проявляется только после довольно сильного усреднения.

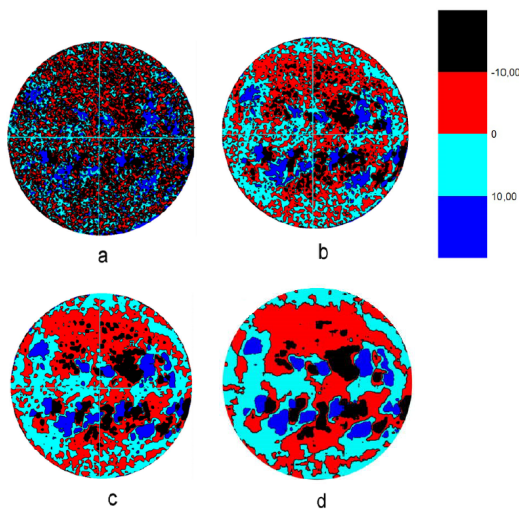


Рис. 3.4. Пример магнитограммы при разном разрешении. Выполнено сглаживание с различными окнами:

a – 10 пикселей,

b – 20 пикселей,

c – 40 пикселей,

d – 80 пикселей.

Цветовая шкала одна и та же для всех рисунков.

В работах (Pietarila Graham et al., 2009; Stenflo, 2011) показано, что при таком сглаживании среднее магнитное поле уменьшается как D^{-k} . Эта зависимость представлена в логарифмической форме на рисунке 3.5. В работе (Stenflo, 2011) приводится значение $k = 0.13$, а в работе (Pietarila Graham et al., 2009) – несколько большее значение ($k = 0.26$). Наше значение ($k = 0.30$) существенно превыша-

ет первое и близко ко второму. Эта разница, возможно, связана с тем, что при построении диаграммы на рис. 3.5 мы использовали данные SOHO/MDI для максимума 23 цикла, в то время как Я. Стенфлю использовал измерения Hinode со значительно более высоким разрешением, охватывающие минимум между циклами 23 и 24.

Пока еще не ясно, зависит ли k от фазы цикла. В любом случае, полученные значения k намного меньше единицы, которая соответствует случайному шумовому распределению. Это означает, что элементы слабого поля не возникают в результате случайного процесса, а отражают процесс, который можно сравнить с мелкомасштабным динамо. Среднее магнитное поле внутри сглаживающих окон постепенно уменьшается от 9,5 Гс без сглаживания до 3,16 Гс в сглаживающем окне 1–2'. Ранее, по данным измерений на Hinode Джин и Ванг получили среднее значение поля в минимуме от 2,5 Гс до 3,5 Гс (Jin and Wang, 2011).

Рис. 3.5. Среднее магнитное поле как функция разрешения. Точки соответствуют окнам сглаживания 1, 5, 10, 20, 40, и 80 пикселей. Линейная аппроксимация соответствует уравнению $\ln \langle B_L \rangle = 3; 19332 - 0; 29843 \ln D$. Голубыми линиями показан 95% доверительный интервал.

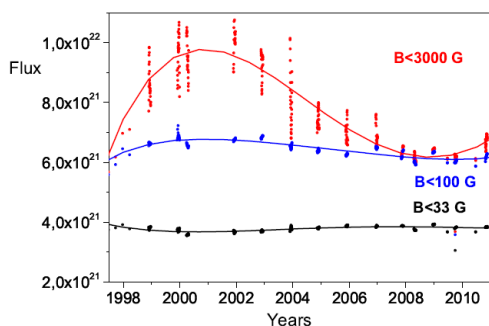
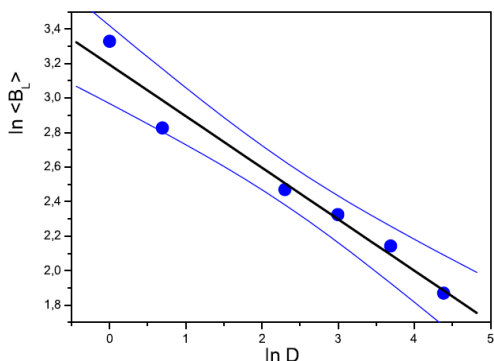


Рис. 3.6. Зависимость вклада магнитных полей с абсолютными значениями, не превышающими 33, 100 и 3000 Гс, в магнитный поток (в максвеллах) от времени.

Мы попробовали разделить вклад локальных и крупномасштабных полей. С этой целью были вычисленные суммарные потоки по пикселям, абсолютные значения поля в которых не превышало 33, 100, и 3000 Гс. Как видно из рисунка 3.6, вклад в магнитный поток от слабого магнитного поля (<33 Гс и <100 Гс) практически не зависит от фазы цикла. В отличие от этого, вклад сильных полей, превышающих 100 Гс, явно, связан с фазой цикла активности. Этот вклад определяет почти 100% общего магнитного потока в максимуме цикла и только около 50% – в минимуме.

Таким образом, можно сделать вывод, что имеются две популяции магнитного поля. Слабые поля меньше 33 и 100 Гс, по-видимому, возникают как следствие мелкомасштабного подповерхностного процесса, а более сильные поля образуются в результате классического паркеровского динамо.

Еще одним методом выявления крупномасштабной составляющей магнитного поля на Солнце является разложение наблюдаемого поля на сферические гармоники и обратное их суммирование с ограниченным числом гармоник. Более подробно этот метод будет изложен ниже. Конечно, у него есть масса ограничений и, прежде всего, гипотеза о потенциальности поля на поверхности фотосферы. Однако до недавнего времени только этот метод давал представление о трансверсальной компоненте крупномасштабного поля. Характеристики полей этого масштаба мы рассмотрим в следующем разделе вместе с характеристиками глобального магнитного поля.

В целом крупномасштабное поле описывается несколькими первыми гармониками разложения по полиномам Лежандра. Его вариация с циклом будет описана ниже в разделе о солнечной цикличности.

Оказалось, что максимум числа солнечных пятен не совпадает с максимумом цикла в интегральных энергетических индексах глобального магнитного поля. Напротив, кривая интегрального индекса имеет типичный двугорбый вид с местным провалом ("пробел") непосредственно рядом с календарной датой максимума числа солнечных пятен. Сравнение глобальных индексов, рассчитанных для фотосферы и для поверхности источника, показало, что первый пик (предшествующий максимуму числа солнечных пятен), определяется в основном полями малого и среднего пространственного масштаба, тогда как второй, полностью связан с крупномасштабными полями.

3.4. Дополнительные потоки и естественная шкала циклов

Рассмотрим поток магнитного поля, протекающий через одно из полушарий Солнца. В дальнейшем основное внимание будет уделено потоку через северное полушарие. Ермаков и др. (1995) предложили разделить поле и соответствующий поток на две составляющие, именуемые далее «нормальной» и «аномальной», причем в предположении потенциальности они выражаются, соответственно, через дипольную и недипольную части мультипольного разложения. Потоки этих составляющих можно рассматривать как новые индексы глобального магнитного поля. Мы будем называть их дополнительными потоками.

Оказалось, что новые индексы сравнимы по величине. Далее, оба индекса знакопеременны и дополнительны по фазе, т. е. экстремум одного приходится на нуль другого (возможно, с некоторым сдвигом). Каждый из потоков сохраняет свой знак в течение промежутка времени порядка продолжительности цикла, но аномальный поток сохраняет его между соседними фазами минимума чисел Вольфа (совпадая по знаку со знаком ведущего в данном цикле пятна), а нормальный – между соседними фазами максимума чисел Вольфа. Соотношение временных графиков этих индексов несколько напоминает соотношение между синусом и косинусом, если начало отсчета на оси абсцисс приходится на фазу минимума нечетного цикла. После применения числового фильтра, обрезающего колебания с периодом несколько меньше двух лет (скользящее осреднение по 24 оборотам), потоки в южном полушарии отличаются от соответствующих потоков в северном полушарии только знаком. Поэтому эти индексы являются нечетными функциями относительно экватора. По существу, мы имеем здесь законы полярности Хейла в глобальной формулировке.

Важным следствием дополнительности является существование на фазе подъема каждого цикла некоторого момента, когда оба потока сравниваются («точка равновесия»). Расположение этих точек не случайно на оси времени. Точки равновесия в нечетных циклах (для краткости назовем их «нечетными точками») делят пополам расстояние между точками равновесия в четных циклах («четными точками»). Суммарный магнитный поток в последних одинаков, а временной интеграл от него в этих пределах равен нулю. Логично предположить, в соответствии с правилом Гневышева-Оля, что именно в четных точках равновесия кончается один магнитный цикл и начинается другой, возможно, совершенно независимый от предыдущего, с собственным временем жизни, порождая естественную шкалу последовательных циклов. В 20, 21 и 22-м циклах

точки равновесия приходятся на ноябрь 1967 г., июнь 1978 г. и июль 1988 г., соответственно. Они определяют собой естественную шкалу циклов активности, а интервал от первой из них до последней 20,7 года есть длительность «10-го» магнитного цикла.

Положения точек равновесия на оси времени опережают максимумы циклических кривых чисел Вольфа в среднем на 2–2,5 года. При этом все три точки равновесия близки к опорным точкам t_{mA} , в которых кончается минимум цикла и начинается рост активности. (Подробнее см. Главы 4 и 9.) Любопытен тот факт, что суммарный поток, проинтегрированный в пределах всего магнитного цикла, дает нуль: жизнь одного цикла как бы заканчивается и начинается жизнь другого (независимые акты). Заметим, что дополнительные потоки в отдельности не дают нуля при подобном интегрировании.

Глава 4. ГЛОБАЛЬНАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ

4.1. Свойства полярного и экваториального полей

Рассмотрим теперь значения магнитного поля в двух важных областях: вблизи полюса, где остаётся только радиальная компонента зонального поля, и на экваторе, где после усреднения в каждом обороте по долготе остается только меридиональная компонента. Мы будем учитывать здесь только нечётную относительно экватора составляющую поля, пренебрегая чётными гармониками мультипольного разложения (Ермаков и др., 1995).

Как и следовало ожидать, экстремум полярного поля приходится на фазу минимума активности, а экстремум (абсолютный) экваториального поля – на фазу максимума. Однако разделение этих полей на нормальную и аномальную составляющие (определение см. выше в Главе 3) привело к довольно неожиданным результатам. Оказалось, что для полярного поля как нормальная, так и аномальная компоненты достигают максимума вблизи минимума чисел Вольфа, но аномальная (т. е. недипольная) компонента гораздо больше, что не согласуется с широко распространёнными интуитивными представлениями. Поскольку в минимуме цикла локальные поля исчезают, непонятно, за счёт чего образуется столь значительная недипольная составляющая в это время.

Для экваториального поля нормальная и аномальная компоненты меняются в противофазе, но в максимуме чисел Вольфа опять наблюдается значительное преобладание аномальной составляющей. Мы вернёмся к этому вопросу в следующем разделе. Г.В. Куклин (1989) показал, что в эпоху максимума аксиальные мультиполи нечётных мод меняют свой знак не одновременно и закономерно. Это частично иллюстрирует обсуждаемые здесь и ниже закономерности поведения аномального потока вблизи экватора в эпоху максимума цикла.

4.2. О магнитной связи полушарий

Принято считать, что магнитная связь полушарий существует только во время минимумов солнечной активности, когда на Солнце преобладает дипольное поле. Из предыдущего раздела видно, что это утверждение неверно, поскольку дипольная компонента и во время минимума не является преобладаю-

щей. Что касается максимума цикла, то, по принятым представлениям, глобальное поле в это время отсутствует, а поля активных областей замыкаются в их непосредственной окрестности. В этой ситуации можно было ожидать, что поток через северное (или южное) полушарие будет равен нулю и силовые линии не пересекают экватор. Оказалось, однако, что в период максимума полный поток через одно полушарие не равен нулю. В то время как нормальный (дипольный) поток обращается в ноль, аномальный поток очень велик (Обридко, 1995). Это было видно и в предыдущем разделе, поскольку меридиональная компонента поля на экваторе достигает экстремума именно в период максимумов. Наблюдения на «Skylab» показали, что существуют высокие петли, соединяющие активные области разных полушарий, однако эти петли располагаются высоко в короне и наблюдаются на фазе спада цикла. В нашем случае видна связь полушарий в период максимума на фотосферном уровне.

Можно оценить величину этой связи следующим образом. Вычислим отношение потока измеренного продольного поля к интегральному абсолютному потоку. Расчёты, выполненные в потенциальном приближении с использованием радиальной компоненты, дали те же результаты. Оказалось, что около 40% потока замыкается через экватор, и знак меридиональной компоненты поля остаётся постоянным в течение почти всего 11-летнего цикла. Последнее замечание может быть существенным для задач геофизического прогноза. Это, по-видимому, связано с явлением дисбаланса потока в активных областях, которое было обнаружено в работе (Grottrian and Kunzel, 1950) и обсуждалось в ряде последующих работ (Иргашев, 1977; Гопасюк, 1987; Головкин, 1991).

4.3. Глобальные магнитные поля

Нестационарные процессы на Солнце в основном связаны с локальными полями активных областей. Однако стоит нам перейти к анализу геоэффективных корональных выбросов массы, как приходится учитывать так называемые глобальные, или крупномасштабные магнитные поля. Учёт глобальных полей необходим и при прогнозе появления и эволюции таких объектов как корональные дыры. Кроме того, знание эволюции крупномасштабных полей помогает при прогнозировании циклических вариаций, поскольку есть все основания полагать, что на разных фазах цикла крупномасштабные поля переходят в локальные и наоборот, образуя нечто, напоминающее двухтактный двигатель.

Можно ввести количественный индекс, который будет отражать энергию радиального магнитного поля на фиксированной поверхности.

Пусть $i(B_r)|_R$ обозначает средний квадрат радиальной компоненты магнитного поля, усреднённый по поверхности радиуса R .

Используемые для расчета формулы выглядят следующим образом (Hoeksema and Scherrer, 1986; Hoeksema, 1991):

$$B_r = \sum P_n^m(\cos \vartheta)(g_{nm} \cos m\phi + h_{nm} \sin m\phi) \left((n+1)(R_\odot / R)^{n+2} - n(R / R_s)^{n-1} c_n \right) \quad (4.1)$$

$$B_\vartheta = -\sum \frac{\partial P_n^m(\cos \vartheta)}{\partial \vartheta} (g_{nm} \cos m\phi + h_{nm} \sin m\phi) \left((R_\odot / R)^{n+2} + (R / R_s)^{n-1} c_n \right) \quad (4.2)$$

$$B_\phi = -\sum \frac{m}{\sin \vartheta} P_n^m(\cos \vartheta)(h_{nm} \cos m\phi - g_{nm} \sin m\phi) \left((R_\odot / R)^{n+2} + (R / R_s)^{n-1} c_n \right) \quad (4.3)$$

Здесь $0 \leq m \leq n < N$ (обычно $N=9$); $c_n = -(R_\odot / R_s)^{n+2}$, где R_\odot и R_s – радиусы поверхности Солнца и поверхности источника, соответственно, отсчитываемые от центра Солнца; P_n^m – полиномы Лежандра; g_{nm} и h_{nm} – коэффициенты сферического гармонического анализа, полученные из сопоставления с наблюдениями на уровне фотосферы. Обычно принимается $R_\odot = 1$ и $R_s = 2.5$. Следует заметить (это важно в дальнейшем), что коэффициенты вычислены в предположении потенциальности поля во всём слое от фотосферы до поверхности источника, включая границы. На поверхности источника поле предполагается строго радиальным.

Для периода с мая 1976 г. по настоящее время обычно используются данные обсерватории Дж. Вилкокса в Стэнфорде (США), доступные через Интернет. Именно эти данные являются наиболее надёжными и используются в большинстве расчётов глобальных полей как нами, так и многими другими авторами. Для более раннего периода были проведены некоторые расчёты с использованием обработанных Р. Говардом данных наблюдений обсерватории Маунт Вилсон за период с августа 1959 г. по декабрь 1978 г. Существуют еще данные обсерватории Китт Пик с января 1975 г. по июль 1984 г., полученные под руководством Дж. Харви. Данные Китт Пик и Маунт Вилсон получены в другой системе, они менее надежны и содержат большие лакуны. Сведение всех этих данных в одну систему является довольно сложной проблемой, которую нельзя выполнить без ряда дополнительных предположений. Поэтому в большинстве случаев мы будем ориентироваться на данные обсерватории им. Дж. Вилкокса, за исключением тех задач, которые требуют анализа на большом временном интервале.

Кроме того, на более длинный интервал можно воспользоваться методикой, позволяющей определять полярности полей по данным H_a , о чем будет сказано позднее.

Используя формулу (1), выполняем усреднение $\langle B_r^2 \rangle$ на поверхностях фотосферы R_\odot и источника R_s , получаем с учетом ортонормированности функций

$$i(B_r)|_{R_\odot} = \sum_{lm} \frac{(l+1+l\zeta^{2l+1})^2}{2l+1} (g_{lm}^2 + h_{lm}^2), \quad (4.4)$$

$$i(B_r)|_{R_s} = \sum_{lm} (2l+1) \zeta^{2l+4} (g_{lm}^2 + h_{lm}^2), \quad (4.5)$$

где $\zeta = R_\odot/R_s$.

Из формулы (4.5) видно, что гармоники высокого порядка дают исчезающе малый вклад в $i(B_r)|_{R_s}$. Поэтому $i(B_r)|_{R_s}$ характеризует в основном крупномасштабное глобальное поле, основной вклад в которое вносят дипольная и квадрупольная компоненты.

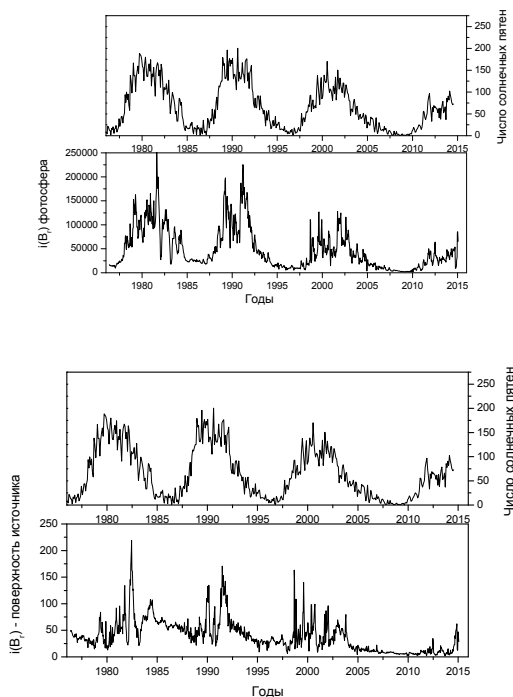


Рис. 4.1. Индексы глобального поля.

На рисунке 4.1 показан индекс $i(B_r)|_R$ для фотосферы и для поверхности источника. На рисунке приведено также число солнечных пятен. Если сравнить эти два графика, то 11-летняя периодичность видна и здесь; фазы максимумов в основном совпадают. Правда, в крупномасштабном поле более отчетливо виден провал Гневешева в максимуме цикла. В результате также более отчетливо виден вторичный максимум. Максимумы глобального магнитного поля сдвинуты по сравнению с максимумами пятен на 2–3 года на более поздний период. В то же время, как мы увидим позднее, эта кривая хорошо согласуется с кривой геомагнитных возмущений. Причину этого мы обсудим позднее. Можно видеть и другие особенности, в частности, постепенный спад активности полей всех масштабов.

Характерно, что индекс $i(B_r)$ для глобального поля хорошо согласуется с усредненным за оборот квадратом магнитного поля Солнца как звезды (Обридко и Шельтинг, 1992).

4.4. Меридиональный дрейф крупномасштабных магнитных полей на Солнце

Проблема меридионального дрейфа, а точнее говоря, проблема смещения по широте зоны солнечной активности возникла практически одновременно с открытием солнечной цикличности. Если считать первым указанием на возможную 10-летнюю периодичность сообщение Швабе в 1843 г., то первое сообщение о дрейфе зоны пятнообразования появилось уже в 1863 г. в классической монографии Кэррингтона. Долгое время считалось очевидным, что оба явления имеют одну и ту же периодичность. Сейчас мы знаем, что, хотя время между появлениями пятен на одной и той же широте действительно составляет 11 лет (а в XX в. скорее 10 лет), время существования пятен данного цикла существенно больше. Первые пятна нового цикла появляются на широтах 40° и более за несколько лет до фазы минимума, а последние наблюдаются иногда даже после минимума на широтах $5\text{--}10^\circ$. Таким образом, возникло представление о расширенном солнечном цикле (Harvey, 1992). Только начиная с 60-х годов прошлого века, удалось сделать следующий шаг – проанализировать циклические вариации крупномасштабных и фоновых полей. Нет сомнения, что на каждой широте периодичность крупномасштабных полей близка к периодичности локальных полей и солнечных пятен. В ряде работ показано, что меридиональный дрейф имеет направление от экватора к полюсам (Bumba and Howard, 1965b; Duvall,

1979; Howard and Labonte 1981; Labonte and Howard, 1982a,b; Makarov and Sivaraman, 1989a,b; Makarov et al., 1983; Ulrich et al., 1988; Wang et al., 1989a,b, 2000; Obridko and Gaziev, 1992; Komm et al., 1993; Ivanov and Obridko, 2002). Особо следует подчеркнуть цикл работ В.И. Макарова с соавторами (Makarov and Sivaraman, 1989a,b; Makarov et al., 1983), в которых изучены многие специфические свойства полярного дрейфа, в том числе зависимость дрейфа от мощности цикла, смещение нейтральной линии, разделяющей среднеширотную и высокоширотную части, вариацию площади полярной шапки. Однако есть работы, в которых это оспаривается (Perez Garde et al., 1981; Lustig and Wohl, 1990). В некоторых работах первой группы наряду с меридиональным дрейфом от средних широт к полюсам допускается ещё дрейф от средних широт к экватору. Противоречивость этих результатов связана в первую очередь с тем, что очень трудно в полном сигнале отфильтровать влияние более сильных локальных полей. Кроме того, большой вклад в доплеровские измерения даёт вращение Солнца, скорость которого на два порядка больше, чем скорость меридионального дрейфа крупномасштабных полей.

На основании совокупности данных разных магнитографов Обридко и Шельтинг (2003б) построили диаграммы широта-время для средних за кэррингтоновский оборот значений продольного магнитного поля.

На рисунке 4.2а сразу бросаются в глаза тонкоструктурность поля, большое количество “язычков” и “заливов”, а, главное, кажущееся отсутствие выраженного направления меридионального дрейфа, особенно в низких широтах. Очевидно, причина в том, что отсутствует ограничение полей снизу по масштабам. Мы имеем все поле, а не только композицию самых крупномасштабных его компонент. Поэтому вклад интенсивных мелкомасштабных локальных полей усилен. Естественно, что это проявляется, в первую очередь, на низких широтах, где происходит суперпозиция двух меридиональных дрейфов: крупномасштабных полей от экватора к полюсу и локальных полей от средних широт к экватору. На рисунке 4.2б на диаграмму широта-время нанесены магнитографические данные о крупномасштабных магнитных полях и бабочки Маундера для пятен. Видно, что локальные поля как бы разрывают непрерывный дрейф крупномасштабных полей от экватора к полюсу.

Увеличить временную шкалу исследований крупномасштабного поля удалось с помощью наблюдений структуры в линии H_{α} . Поскольку было показано, что волокна в H_{α} разделяют противоположные полярности (Makarov and Sivaraman, 1989a,b, 1990; Makarov, 1984; Макаров и Тлатов, 1998; Makarov et al.,

2001a), на этой основе удалось построить количественные карты магнитного поля. Часть данных взята из атласа П. Макинтоша (1964–1974 гг.) и публикаций в Solar Geophysical Data (1975–1985 гг.); остальные данные (1915–1964 и 1986–2000 гг.) были непосредственно предоставлены нам В.И. Макаровым или взяты из его публикаций. При работе с H_a -данными использовалась оригинальная методика перевода данных из синоптических карт, где фиксируется только знак магнитного поля, в величины магнитного поля. Для получения разумных величин мы сравнивали непосредственно измеренные магнитные поля с результатами вычислений по H_a -наблюдениям на перекрывающихся временных интервалах (Obridko and Shelting, 1999a).

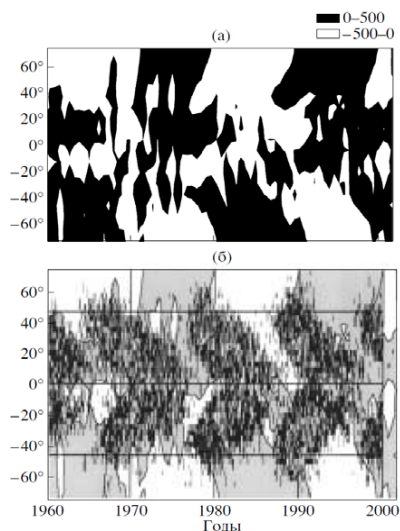


Рис. 4.2. Вверху – диаграмма широта–время радиального магнитного поля, непосредственно измеренного на магнитографах разных типов (а). Черный цвет – положительные поля, не превышающие 500 Гс; белый цвет – отрицательные поля от 500 до 0 Гс. Внизу – та же диаграмма, совмещенная с бабочками Маундера (б).

На рисунке 4.3 показана диаграмма широта-время радиального магнитного поля, вычисленного в потенциальном приближении по магнитографическим данным (а) и по H_a -измерениям (б). Полосы темно-серого цвета, переходящего у полюсов в черный цвет, соответствующий N-полярности магнитного поля (>0). Полосы светло-серого цвета, переходящего у полюсов в белый цвет, соответствуют

S-полярности магнитного поля (<0). Хорошо видны движения полос крупномасштабного магнитного поля одного знака от экватора к полюсам (ср. с рис. 4.2а). Сразу видно принципиальное отличие исследуемого нами дрейфа крупномасштабных полей от дрейфа локальных полей, в частности, бабочек Маундера, которые движутся от средних широт к экватору. Дрейф крупномасштабных полей происходит с переменной скоростью. Вначале, от экватора до широт $20\text{--}25^\circ$ поле дрейфует довольно быстро, проходя этот широтный интервал

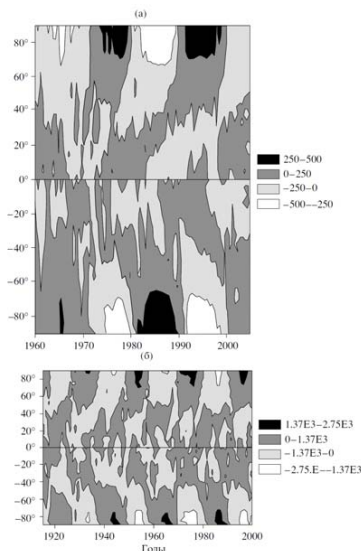


Рис. 4.3. Диаграмма широта–время радиального магнитного поля, вычисленного в потенциальном приближении (а) по магнитографическим данным и (б) по H_a -измерениям.

за 2–3 года. В интервале широт $25\text{--}50^\circ$ скорость дрейфа резко уменьшается (не более 1 м/с), и широтный интервал в 25° магнитное поле проходит уже за 15 лет. Затем скорость дрейфа к полюсу снова быстро возрастает, и оставшийся интервал в $40\text{--}50^\circ$ магнитное поле проходит за время порядка одного года. Таким образом, полное время переноса крупномасштабного поля составляет приблизительно 17–18 лет, т.е. мы имеем расширенный цикл. Интересно, что центры полос крупномасштабных полей одного знака на экваторе всегда лежат по времени в районе максимумов локальных полей, а на полюсе – в районе минимумов локальных полей. Каждая очередная полоса крупномасштабного поля определенного знака возникает на экваторе тогда, когда на полюсе происходит переполюсо-

совка двух предыдущих полей (более раннего поля того же знака, что и на экваторе, и следующего – противоположного знака). Ширина полосы одного знака по времени составляет 11 лет. На этом временном интервале по широте от экватора до полюса встречаются друг над другом три полосы крупномасштабного поля разных знаков, принадлежащие трём разным циклам. Вспомним, что в локальных полях расширенный цикл занимает 12–13 лет. При этом тоже происходит частичное перекрытие двух соседних циклов по широте на крыльях бабочек Маундера. Следует ещё обратить внимание на то, что, если у локальных полей максимальные напряжённости встречаются в узкой полосе широт около 20° , то у крупномасштабных полей они находятся в приполярных областях.

Сравнение полученных нами диаграмм крупномасштабных полей с бабочками Маундера приводит к следующим выводам.

1. Сразу видно, что движение крупномасштабных и локальных полей происходит в противофазе: крупномасштабные поля двигаются от экватора к высоким широтам, а локальные – от высоких широт к экватору. В каждом цикле активности локальные поля возникают за 2–3 года до переполюсовки крупномасштабных полей, а заканчивают свой путь у экватора в момент следующей переполюсовки крупномасштабных полей, занимая временной интервал 12–13 лет. Узкая область пересечения этих двух полос лежит на широте 20° .

2. Наклон бабочек к оси времени практически одинаковый на всём пути их движения от средних широт к экватору (хорошо подходит линейная аппроксимация) и составляет около 5° в год. Весь путь бабочка “пролетает” за 10–11 лет от минимума одного цикла до минимума следующего. Центральная часть бабочек (наибольшее число пятен) соответствует максимуму локального цикла и по широте (20°) совпадает с областью пересечения диаграмм локальных и крупномасштабных полей.

3. Поведение крупномасштабных полей отличается от поведения локальных полей. Во-первых, дрейф происходит с переменной скоростью. Во-вторых, крупномасштабные поля этот отрезок пути от экватора до средних широт проходят в среднем за большее время порядка 17 лет от максимума локального цикла почти до минимума (не хватает 1–2 лет) цикла через один.

Для уточнения характеристик дрейфа была проведена дополнительная фильтрация. Сначала весь набор данных был аппроксимирован функцией:

$$\frac{B_r}{\sigma(\theta)} = \sum_{\omega} A\omega(\nu) \exp(i\omega(t + \phi(\nu)))$$

$$\sum_{\omega} A\omega^2 = 1 \quad (4.6)$$

Не совсем обычная форма разложения в ряд Фурье вызвана желанием проанализировать именно меридиональный дрейф и отделить его от вариации напряжённости крупномасштабного поля с широтой. Оказалось, что частота ω , соответствующая максимуму (вблизи 20 лет), практически не зависит от широты и составляет $8.706 \cdot 10^{-9}$ рад/с (т.е. период составляет 22.87 года). Этот период мы в дальнейшем будем условно называть “22-летним”.

Фаза, соответствующая этому периоду, легко пересчитывается в скорость меридионального дрейфа.

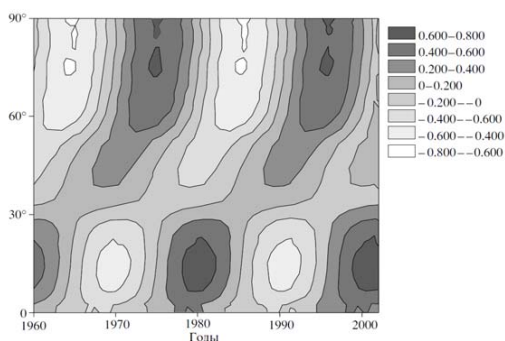


Рис. 4.4. Схема циклической вариации меридионального дрейфа.

На рисунке 4.4 приведена схема циклической вариации меридионального дрейфа, в которой сохранены только характеристики, относящиеся к 22-летнему циклу. Это означает, что к упомянутым выше ограничениям мы здесь добавили ещё два. Во-первых, введена частотная фильтрация, при которой мы устранили все другие циклы, кроме 22-летнего. Во-вторых, устранена сильная зависимость крупномасштабного поля от широты, выражаемая в формуле (4.6) делителем $\sigma(\theta)$.

Таким образом, дрейф крупномасштабных полей из экваториальной зоны к полюсу занимает 15–16 (или, по другой оценке, 16–17 лет), т.е. три четверти 22-летнего цикла. Обратный ход, который непосредственно нами не наблюдается, занимает 5–6 лет. В эти 5–6 лет дрейф на поверхности практически равен нулю. Затем он резко убыстряется, и его скорость составляет более 10 м/с. На широтах 30–50° наступает резкое замедление дрейфа, возникает область стагнации.

Здесь скорость не превышает нескольких м/с. В ещё более высоких широтах снова устанавливается быстрый дрейф. Область стагнации совпадает с областью, где радиальный градиент скорости вращения в конвективной зоне близок к нулю (смена знака в $\partial\omega/\partial r$). В то же время область стагнации имеет протяженность по широте, и её высокоширотная и низкоширотная границы выглядят на диаграммах широта-время как нейтральные линии. Средняя скорость полярного дрейфа составляет 2 м/с.

Более тонкий анализ с применением прямой и обратной вейвлет трансформации показал, что диаграмму меридионального дрейфа можно разложить на три составляющие по их характерному периоду: (А) 18–22 лет, (В) 5,5–7,5 лет и (С) 1,5–2,5 лет. Периодичность типа А наблюдается на всех широтах, кроме границы «королевской» зоны $\theta = \pm 30^\circ$.

На рис. 4.5 показаны результаты обратного вейвлет преобразования раздельно для каждого диапазона.

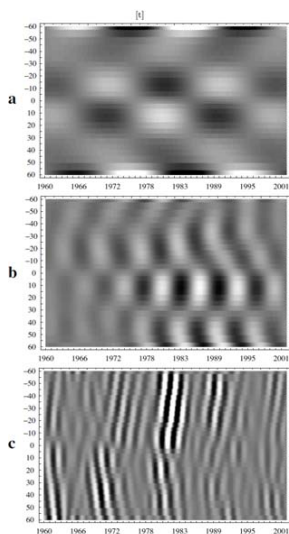


Рис. 4.5. Сглаженные баттерфляй диаграммы для трех спектральных диапазонов 18–22 года (а), 5,5–7,5 лет (b), 1,5–2,5 лет (с).

С точки зрения теории динамо наиболее интригующим на баттерфляй диаграммах является то, что 22-летние колебания представлены почти стоячими волнами. Стандартные динамо модели описывают 22-летний цикл как бегущую динамо волну, которая распространяется от средних широт к экватору. Направ-

ление динамо волны определяется знаком так называемого динамо числа. Однако такой подход не является единственным. Е. Попова и Д. Соколов (2010) показали, что уравнения солнечного динамо Паркера имеют решения, при которых поведение полоидального магнитного поля воспроизводит описанный выше вид типа шахматной доски. Эти решения особенно хорошо воспроизводят наблюдения, если к двум источникам генерации магнитного поля в этом динамо – дифференциальному вращению и зеркально несимметричной конвекции – добавить меридиональную циркуляцию. Более подробно интерпретация этой структуры обсуждается в (Obridko et al., 2006)

Интенсивность двух других колебательных процессов с периодами 5–7 лет и 2 года гораздо ниже, чем интенсивность основной моды с периодом 22 года. Заметим, что в работе (Frick et al., 1997) авторы не получили путем вэйвлет анализа ни семилетних, ни двухлетних колебаний. С другой стороны, эти периоды зарегистрированы в спектре мощности радиального магнитного поля в работе (Durney, 1998). По крайней мере, квазидвухлетние колебания можно ассоциировать с субкритической модой динамо, действующей непосредственно под фотосферой (ср. (Benevolenskaya, 1998)).

На рисунке 4.6 показано магнитное поле по непосредственным измерениям без какой-либо фильтрации в диапазоне до 10 Гс. Видно, что все детали, проявившиеся на диаграмме на рисунке 4.3 при вычислениях радиального поля в потенциальном приближении видны и здесь. Обращает на себя внимание некоторая задержка в развитии меридионального дрейфа и полярных областей в максимуме 24 цикла (2012–2014 гг.) по сравнению с предыдущими циклами. К этой особенности 24 цикла мы ещё вернёмся позднее в главах, посвящённых прогнозам.

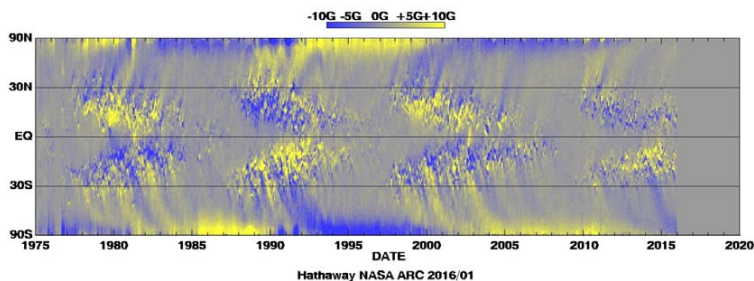


Рис. 4.6. Магнитное поле (компонент вдоль луча зрения) по измерениям на магнитографах Китт Пик и COXO.

Меридиональное течение играет очень важную роль в общей модели солнечного цикла. На рисунке 4.7 показана широко распространенная общая схема генерации и движений в цикле, основанная на концепции так называемого динамо при переносе потока (*Flux transport dynamo in the Sun*). Она опирается на основные идеи, изложенные в работе (Wang et al., 1991) и позднее детально разработанные в (Choudhuri et al., 1995; Durney, 1995). В основании конвективной зоны действует так называемый омега эффект, при котором дифференциальное вращение закручивает силовые линии полоидального поля и генерирует тороидальное поле. При этом возникает волна, бегущая от полюса к экватору. Силы

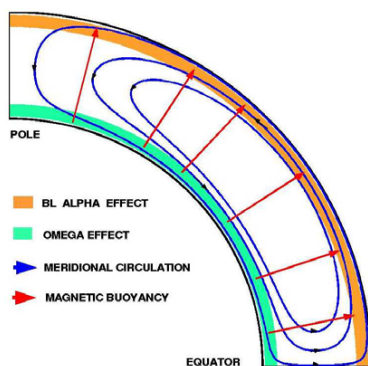


Рис. 4.7. Общая схема генерации магнитного поля и меридиональной циркуляции в цикле.

магнитной плавучести перемещают тороидальное поле к поверхности и далее меридиональные течения смещают эти поля по направлению к полюсу. Эта вторая часть цикла называется альфа эффектом. Эта схема сейчас несколько усложнена, и более подробно мы проблеме генерации обсудим позднее. В частности, можно обойтись и без меридионального течения только на основе механизма Бэбкока-Лейтона (Babcock, 1961; Leighton, 1969).

4.5. Понятие переполюсовки

Термин «переполюсовка» уже встречался несколько раз на предыдущих страницах. Пора, наконец, сказать о нем несколько слов. Задержка связана с тем, что, как и многие термины в солнечной физике, он сам по себе довольно неопределённый. Это напоминает ситуацию с солнечным циклом вообще. Представители смежных областей часто употребляют термины «максимум и минимум

цикла», не отдавая себе отчета в том, что в каждом солнечном явлении мы видим довольно разные циклы как по их длительности и временной привязке, так и по последствиям их воздействия на гелиосферу и процессы на Земле. Поэтому следует говорить о циклах, добавляя название того индекса или процесса, по которому он определен. В частности, наиболее распространенным является цикл чисел Вольфа, но и здесь даты и высота характерных точек цикла по суточным, месячным и сглаженным значениям сильно различаются. Если при определении цикла мы будем по традиции опираться на пятнообразовательную деятельность, то можно цикл находить и по площадям пятен, по числу групп и т.д. Существуют ещё циклы фоновых, крупномасштабных и глобальных полей, которые, как правило, смещены относительно цикла чисел Вольфа примерно на полцикла.

Как уже говорилось, переполусовка в магнитных полях солнечных пятен соответствует фазе минимума. При этом меняется знак магнитных полей как в головных, так и в хвостовых пятнах группы. На самом деле первые пятна нового цикла появляются в средних широтах еще за 2–3 года до минимума.

Более употребителен термин переполусовка, связанный с изменением знака крупномасштабного и глобального поля на полюсах вращения Солнца. Заметим сначала, что, вообще говоря, переполусовка на разных широтах происходит в разное время. Как видно из рисунков 4.3 и 4.6, волна переполусовки крупномасштабного поля начинается вблизи минимума цикла солнечных пятен и распространяется к полюсу, достигая его несколько раньше календарной даты максимума цикла.

Смена полярности магнитных полей в солнечных полушариях в эпохи локального максимума (так называемый "sign reversal" или "обращение знака") является одним из самых интересных и малоизученных явлений в циклическом поведении солнечной активности. Поскольку обращение знака представляет собой глобальную реорганизацию процессов на Солнце, оно может быть наиболее эффективно исследовано в характеристиках крупномасштабных и глобальных полей. Идея глобального разворота поля возникла из классической концепции квазидипольного полоидального поля. В таком поле изменение полярности происходит одновременно на всех широтах и глубинах. Кроме того, оно должно происходить за короткое время и совпадать с максимумом в локальных полях, т.е. с фазой максимума чисел Вольфа. Эта идея привлекательна своей простотой, но она абсолютно нефизична. На самом деле, вряд ли можно ожидать, что процесс переполусовки происходит одновременно на всем Солнце. Поэтому суще-

ствуют различные определения обращения поля, использующие один из аспектов классической картины и игнорирующие другие:

1. Изменение знака непосредственно измеряемого магнитного поля на полюсах. Поле, естественно, измеряется на уровне фотосферы. Тем не менее, это нелегко сделать в непосредственной близости к полюсам, где измерения, как правило, обременены серьезными ошибками. Мы можем непосредственно измерять только продольную составляющую поля, которое практически горизонтально вблизи полюсов. И, наконец, поля малых и средних пространственных масштабов не могут быть отфильтрованы в фотосферных измерениях; то есть, непосредственно измеряемое поле “недостаточно глобальное”.

2. Внешний вид нейтральных линий магнитного поля, полученных по косвенным данным. Поскольку было показано, что волокна располагаются над линиями раздела магнитных полярностей, можно это использовать для определения границ униполярных областей глобального поля (Makarov and Sivaraman, 1989a,b, 1990; Makarov, 1984; Макаров и Тлатов, 1998; Makarov et al., 2001a). Этот метод довольно простой и надёжный. Поскольку в определении границ, как правило, используются крупномасштабные волокна, мелкомасштабные поля отфильтровываются гораздо лучше, чем в предыдущем методе. Нейтральные линии постепенно смещаются от средних широт к полюсу, и дату достижения полюса можно принять за момент переполусовки. При этом наблюдаются и кратные переполусовки, когда магнитная нейтральная линия, достигнув полюса, снова отходит от него и затем возвращается позднее. Очевидно, что этот метод не обязательно должен указывать на ту же дату, что и предыдущий.

3. Самое простое определение состоит в том, что дату переполусовки глобального поля отождествляют с максимумом локальных полей, который в свою очередь считают совпадающим с максимумом числа солнечных пятен. Это определение исходит из общетеоретических соображений, но практически никогда не выполняется в точности.

4. Наиболее корректное, но и наиболее трудоемкое определение состоит в использовании рассчитанного поля в крупномасштабной полярной области. Эти расчёты основаны на прямых наблюдениях на всем диске, то есть переполусовка представляет собой результат совокупного вклада полей на всем Солнце. Расчёты выполняются по формулам 4.1–4.3 в разделе 4.3. Имея исходные данные, можно вычислить поле на любой высоте и широте (Обридко и Шельтинг, 1999a). При этом надо иметь в виду, что расчёты выполняются в потенциальном приближении. Для периода, когда прямые наблюдения были недоступны, для расчё-

та коэффициентов используются карты знаков поля, полученные из наблюдений H_{α} . При этом расчёты можно проводить как для фотосферы, так и для поверхности источника. Учитывая быстрое падение высоких гармоник с высотой, именно поле на поверхности источника наилучшим образом характеризует глобальное поле.

Оказалось, что полярное поле на поверхности источника меняет знак раньше, чем на уровне фотосферы.

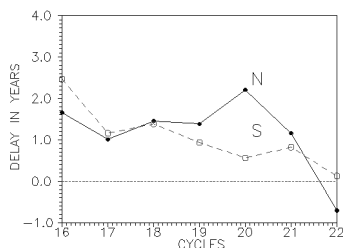


Рис. 4.8. Временной сдвиг между переполлюсовками на уровне фотосферы и поверхности источника.

На рисунке 4.8 показан временной сдвиг между переполлюсовками на уровне фотосферы и поверхности источника раздельно для северного и южного полюсов. Во всех циклах переполлюсовка на поверхности источника происходит раньше, чем на фотосфере. Сдвиг в среднем составляет 1,165 года для северного полюса и 1,063 для южного. При этом максимум числа солнечных пятен достигается после переполлюсовки на поверхности источника и раньше переполлюсовки в фотосфере.

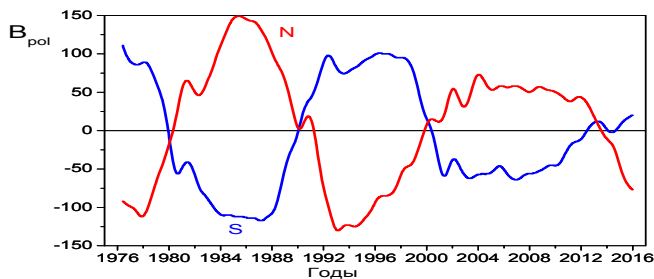


Рис. 4.9. Магнитное поле на полюсах Солнца.

На рисунке 4.9 показано магнитное поле на полюсах Солнца, непосредственно измеренное с помощью магнитографа Солнечной обсерватории им. Дж. Вилкокса, после сглаживания для устранения эффектов, связанных с движением Земли, и снятия шумов (<http://wso.stanford.edu/Polar.html>). Видно, что переполюсовки происходят не одновременно. Есть довольно длительные периоды от нескольких месяцев до года, когда поле на обоих полюсах имеет один и тот же знак. Видно также постепенное падение величины полярного поля, и к этому вопросу мы ещё тоже вернёмся позднее.

Обычно предполагается, что полярное магнитное поле заполняет протяжённую квазиуниполярную область и напряжённости поля относительно малы (0,1–0,5 мТл). Эта протяжённая область достигает максимальных значений в периоды минимума цикла солнечных пятен и меняет знак в период максимума цикла активности (Babcock, 1959). Наиболее распространённой моделью переполюсовки является модель Бэбкока-Лейтона. Согласно этой модели, головные части активных областей смещаются к экватору и «аннигилируют» с полями головных областей из другого полушария, которые имеют противоположный знак. Более слабые хвостовые части, напротив, смещаются к полюсам и создают полярное поле. При этом новое полярное поле взаимодействует со старым и постепенно вытесняет его (Zirin, 1987; Fox et al., 1998; Snodgrass et al., 2000; Benevolenskaya, 2004). Эта схема не объясняет сам механизм смещения к полюсам. Существуют объяснения, связанные с динамо-волнами или меридиональными течениями (Wang et al., 1991; Choudhuri et al., 1995; Dikpati et al., 2004; Hathaway and Rightmire, 2010).

Реальный процесс переполюсовки пока ещё не очень хорошо понятен. В частности, неясно, за счёт каких процессов происходит вытеснение старого поля новым и какую роль в этом играет тонкая структура фонового поля.

Анализ структуры фоновых полей тесно связан с проблемой тонкой структуры или «квантизации» поля. Некоторые подробности о тонкой структуре полярного магнитного поля в период переполюсовки описан нами выше в Главе 3.

4.6. Циклическая вариация глобального диполя и его компонент

Результаты расчётов магнитного момента дипольной составляющей и его компонент представлены на рис. 4.10 (<http://wso.stanford.edu/gifs/Dipall.gif>). Видно, что абсолютная величина магнитного момента в течение 40 лет менялась не более чем в 2–2.5 раза. При этом магнитный момент диполя никогда не обра-

щается в ноль. Минимум величины магнитного момента не всегда совпадает с характерными точками цикла. Обычно он достигается на фазе роста или спада солнечного цикла. На фазе спада цикла на 1–2 года устанавливается состояние, при котором магнитные моменты вертикального и горизонтального диполя сравнимы. Эту ситуацию в астрофизике принято называть наклонным ротатором. Видно, что такое положение реализуется в годы высокой активности. Сглаженное по нескольким оборотам значение величины аксиального диполя изменяется, отчётливо демонстрируя циклическую десятилетнюю вариацию. Экваториальный диполь проявляется в каждом цикле в периоды высокой активности, близкие к эпохам переполюсовки. Его величина иногда достигает больших значений по сравнению с аксиальным диполем и характеризуется гораздо большим разбросом значений.

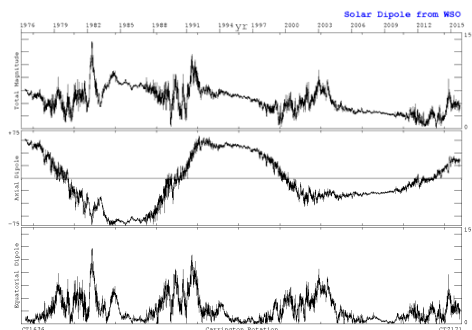


Рис. 4.10. Магнитный момент дипольной составляющей глобально поля (вверху – полный момент, в середине – осевой диполь, внизу – экваториальный диполь). Значения поля даны в микротеслах. На оси абсцисс внизу указано время в Кэррингтоновских оборотах. Первая точка CT1636 соответствует началу 1976 г., последняя точка CT2171 – концу 2015 г.

Проследим теперь за циклической вариацией положения северного полюса суммарного диполя на Солнце с учётом как широты, так и долготы. По определению, широта полюса вертикального диполя равна $\pm 90^\circ$, а долгота не определена, тогда как для вектора горизонтального диполя, параллельного экваториальной плоскости, широта полюса всегда равна нулю, а долгота является существенной характеристикой. Положение северного полюса суммарного диполя на сфере зависит от долготы горизонтального диполя и отношения модулей вертикальной и горизонтальной компонент.

В минимуме цикла полюс диполя совершает довольно регулярные движения относительно полюса вращения, напоминающие прецессию. За время минимума диполь обходит вокруг полюса вращения, делая один или два оборота. Эта квазипрецессия продолжается от 1 до 3 лет, и именно в течение этого времени реализуется ситуация наклонного ротатора. Затем происходит довольно резкий перескок в экваториальную область. Время этого перескока составляет 0,7–1,2 года. Далее, диполь продолжает уже в приэкваториальной области плавное движение вдоль долготы в течение 1,5–3 лет. Затем происходит новый перескок, и прецессия продолжается у противоположного полюса (Лившиц и Обридко, 2006).

Таким образом, теория генерации магнитного поля в случае наклонного ротатора должна строиться для случая поворота диполя, а не его обращения в ноль при переполусовке.

4.7. Распределение открытых магнитных полей на диске

Методика анализа циклической эволюции областей открытого магнитного поля (ОМП) состоит в следующем. Начиная с поверхности источника, где, по определению, все силовые линии открыты, и пробные точки распределены равномерно, отслеживаем силовые линии вниз до избранной высоты и находим координаты «концов» силовой линии. Эти концы распределены уже не равномерно, а сгущаются, очерчивая область открытой конфигурации (Obridko and Shelting, 1999b)

Распределение ОМП на диске Солнца сильно меняется в зависимости от фазы солнечного цикла. В минимуме цикла (CR 1615–CR 1660 и CR 1750–CR 1800) основания открытых силовых линий полностью заполняют области вблизи полюсов Солнца. В максимуме (CR 1680–CR 1714 и CR 1813–CR 1840) ОМП образуют изолированные узкие полоски или ячейки. Переход от одной картины распределения к другой обычно совпадает с опорными точками 11-летнего цикла (Витинский и др., 1986б; Obridko and Shelting, 1992; Obridko and Kuklin, 1993; Иванов, 1995; Иванов и др., 1997; Ivanov, 1996). Опорные точки представляют собой моменты, когда эволюционные процессы в солнечном цикле ускоряются и, таким образом, могут рассматриваться как основа сценария солнечного цикла.

В конце фазы минимума цикла, когда активность начинает возрастать, узкие струйки и клочки открытых полей выбрасываются из односвязной приполярной области и движутся к экватору. Полярная область открытых полей раз-

бывается, но всё ещё существует вплоть до начала фазы максимума (опорная точка t_{AM}). Затем в течение всей фазы максимума ОМП образуют узкие ручейки и искривленные тропинки, а в ряде случаев – ячейки с характерными размерами $60-90^\circ$. После завершения фазы максимума снова возникают односвязные области, но они всё ещё не покрывают полностью полярную зону. Возникновение полностью односвязной приполярной области ОМП совпадает с опорной точкой t_{Dm} и означает начало фазы минимума.

В следующей главе будут рассматриваться корональные дыры, поэтому следует подчеркнуть, что физическим определением корональных дыр является их совпадение с областями открытого магнитного поля. Таким образом, описание циклического поведения ОМП, по существу, означает описание циклического поведения корональных дыр.

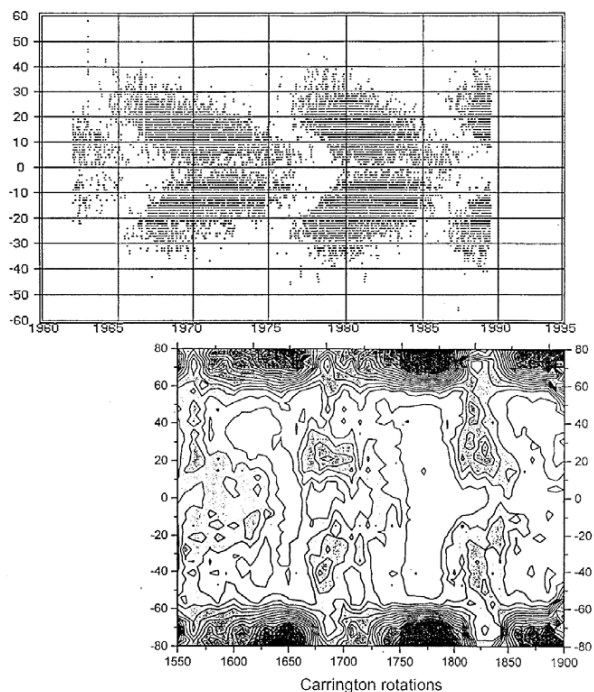


Рис. 4.11. Баттерфлай диаграмма открытых магнитных полей. На нижней панели показано отношение открытого и полного потока. Изолинии проведены через 0,05. На верхней панели показано положение пятен как функция широты и времени.

Рассмотрим теперь, какую долю полного потока составляет поток открытого магнитного поля. На рисунке 4.11 это отношение представлено как функция широты и времени. Расчёты были выполнены следующим образом. Сначала вычислялся поток ОМП в фотосфере в каждом обороте внутри полосы 15° по широте и 360° по долготе. Этот поток делился далее на полный поток в той же зоне, при этом под полным потоком понимается сумма абсолютных значений потока. На рисунке 4.11 эта диаграмма показана совместно со стандартной диаграммой бабочек солнечных пятен, то есть локальных (замкнутых) полей.

Видно, что относительный поток ОМП в средних широтах наибольший на фазе роста и в максимуме цикла чисел Вольфа. В полярной зоне он наибольший в минимумах, достигая при этом 100%. Полярная и среднеширотная зоны соединены узкими мостами.

4.8. Магнитные поля и нагрев короны

Вообще говоря, описание физики короны не входит в общий план нашей книги. Мы отсылаем читателей к прекрасной книге (Aschwanden, 2004) и многочисленным обзорам (Withbroe and Noyes, 1977; Hollweg, 1985; Narain and Ulmschneider, 1990, 1996; Ulmschneider et al., 1991; Zirker, 1993; Chiuderi, 1996; Mandrini et al., 2000). Здесь мы кратко обсудим только имеющий непосредственное отношение к солнечной активности вопрос о связи магнитных полей с нагревом короны.

То, что температура короны порядка миллиона градусов, впервые было надёжно установлено в 1943 г. Бенгтом Эдленом, когда ему удалось отождествить линии в спектре короны как излучение высокоионизованных атомов (Edlen, 1943). Толчком для этого исследования явились работы Вальтера Гротриана и, в частности, его письмо от 13 февраля 1937 г., о чем Эдлен публично упомянул в своей знаменитой лекции (George Darwin Lecture). Конечно, это сразу вызвало всплеск недоумения. Очевидно, что если бы не было дополнительного нагрева, то температура внешних слоев Солнца должна была бы падать с расстоянием от фотосферы. Более того, потери на излучение в ультрафиолетовом диапазоне должны приводить к полному охлаждению короны буквально за несколько часов.

Надо сказать, что все модели нагрева короны так или иначе связаны с магнитным полем Солнца. Первые такие соображения были высказаны даже раньше, чем была доказана высокая температура короны. Так, Альвен уже в 1941 г.

высказал предположение, что эффективный механизм нагрева может быть связан с вихревыми движениями в активных областях (Alfven, 1941). Энергии возникающей при этом ЭДС (10^7 Вольт по оценкам Альвена), достаточно для эффективного нагрева короны. Другие авторы предлагали в качестве такого механизма вынос горячего вещества из подфотосферных слоев (Menzel, 1941, 1944) или даже термоядерные процессы (Saha, 1945; Swings, 1945).

В настоящее время обнаружение МГД волн в короне, спектроскопические измерения ширин линий, уточнение энергетических потерь короны позволяют сузить круг возможных моделей нагрева короны.

Сейчас нет сомнений в том, что магнитное поле играет определяющую роль в возникновении и циклическом развитии активности на Солнце. В частности, именно магнитное поле определяет собой вариации яркости короны Солнца. Связь фотосферных магнитных полей с рентгеновским излучением короны исследовалась в ряде работ (Fisher et al., 1998; Benevolenskaya et al., 2002). При использовании данных в целом по циклу и суммировании данных в широком диапазоне широт от -55° до 55° была выявлена несомненная корреляция. Оказалось, что мягкое рентгеновское излучение I_{SXR} связано с фотосферным продольным полем B_L следующим образом (Benevolenskaya, 2002): $I_{\text{SXR}} = |B_L|^n$, где $n = 1.6\text{--}1.8$ в период солнечного максимума и $2.0\text{--}2.2$ в минимуме.

Поскольку рентгеновский поток можно условно считать мерой энергии короны (E_H), эта связь указывает на определённую положительную корреляцию нагрева короны с магнитным полем. С другой стороны, из модельных расчётов следует скорее линейная связь (см., например, (Aschwanden and Schrijver, 2002)).

$$E_H \propto B^{1.0 \pm 0.5}. \quad (4.8)$$

Однако конкретный механизм нагрева короны и, соответственно, связи яркости короны и магнитного поля пока окончательно не установлены (Aschwanden, 2004; Mandrini et al., 2000). Так, в обзорной работе (Mandrini et al., 2000) приводятся 22 возможных масштабных закона (scaling laws) для различных механизмов нагрева. При этом выбор конкретной модели сделать не удаётся. Это связано с тем, что, по-видимому, существует несколько реальных механизмов нагрева короны, и в разных областях (активные области, спокойное Солнце, корональные дыры) роль этих механизмов различна. Это, в свою очередь, скорее всего, определяется вкладом полей различных масштабов, их внутренней структурой, комбинацией низких и высоких петель, вкладом открытых магнитных полей. Поэтому для выяснения механизмов влияния магнитного поля на физиче-

ские процессы в короне необходимы работы по количественной оценке связи характеристик свечения солнечной короны с магнитным полем.

Перспективным в этом отношении является сопоставление характеристик излучения зелёной корональной линии 530.3 нм с характеристиками магнитного поля, выполненное в работах (Badalyan and Obridko, 2006; Бадалян и Обридко, 2007). Свечение этой линии характеризует уровень активности в короне Солнца. Областями наиболее яркого свечения зелёной линии являются плотные петли и скопления петель, поскольку интенсивность этой линии пропорциональна квадрату плотности. Существование таких областей связано с корональными магнитными полями и с общей проблемой нагрева короны. Области пониженного свечения зелёной линии генетически связаны с корональными дырами (например, см. (Fisher and Musman, 1975; Letfus et al., 1980; Sykora, 1992a,b; Guhathakurta et al., 1996)).

К сожалению, работ по сопоставлению свечения зелёной линии с магнитным полем, опирающихся при этом на достаточно большой статистический материал, пока ещё мало (см., например, (Guhathakurta et al., 1993; Wang et al., 1997)). В первой из этих работ авторы сопоставили излучение короны с магнитным полем по данным за 1984–1992 гг. Интересно построенное авторами пространственно-временное распределение яркости зелёной и красной корональных линий. Можно видеть, что распределение излучения зелёной короны довольно близко к распределению магнитного поля. Ванг и др. (Wang et al., 1997) использовали наблюдения коронографа LASCO C1 на космическом аппарате SOHO для 5 разных дней. По данным Солнечной обсерватории им. Дж. Вилкокса они рассчитали структуру силовых линий магнитного поля в потенциальном приближении. Оказалось, что структура магнитного поля и зелёной короны хорошо согласуются друг с другом, и плотность в основании трубок магнитного поля n_{foot} связана с величиной магнитного поля следующим соотношением:

$$n_{foot} \propto \langle B_{foot} \rangle^{0.9}. \quad (4.9)$$

Большим достоинством индекса, характеризующего свечение зелёной линии, является то, что он определяется практически одновременно для всех гелиографических широт, тем самым позволяя изучать солнечную активность по однотипному материалу на всей поверхности Солнца. К настоящему времени ряд систематических наблюдений зелёной корональной линии охватывает почти 6 циклов солнечной активности (Sykora, 1971; Storini and Sykora, 1997; Sykora and Rybak, 2005).

На рисунке 4.12 показана зависимость коэффициента корреляции между напряженностью магнитного поля и яркостью зелёной корональной линии от фазы цикла Φ . Фаза цикла рассчитана по работе (Mitchell, 1929) следующим образом:

$$\Phi = (\tau - m) / (|M - m|). \quad (4.10)$$

Здесь τ – текущий момент времени, M и m – моменты ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла, соответственно. Фаза равна 0 в минимуме цикла, положительна на возрастающей ветви цикла и отрицательна на убывающей ветви.

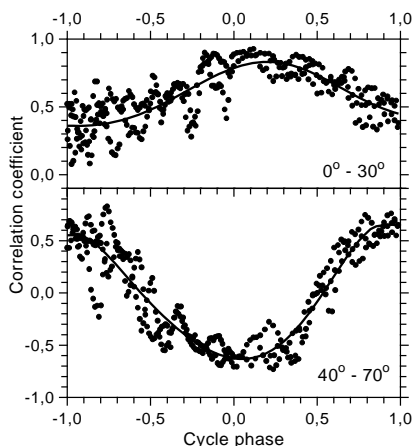


Рис. 4.12. Зависимость коэффициента корреляции r_B от фазы цикла активности в двух широтных зонах.

Рисунок 4.12 иллюстрирует общее изменение коэффициента корреляции r_B с фазой цикла для зоны пятнообразования с широтой $\leq 30^\circ$ (верхняя панель) и для зоны выше $\geq 40^\circ$ (нижняя панель). Видно, что в зоне пятнообразования средний коэффициент корреляции изменяется примерно от 0,35 в максимуме активности до 0,85 в минимуме, а в высокоширотной зоне – примерно от +0,6 до –0,6, соответственно.

Эта зависимость является определённым указанием на различное влияние полей разного масштаба на яркость короны. Более того, на высоких широтах в минимуме цикла наблюдается даже изменение знака r_B . Это, скорее всего, свидетельствует о различии механизмов формирования короны в полях малых, средних и больших масштабов.

4.9. Две закономерности связи яркости зелёной линии с магнитным полем

На рисунке 4.13 приведены зависимости яркости зелёной линии и напряжённости магнитного поля от времени для двух широтных зон.

На нижних панелях рисунка 4.13 эти зависимости даны для зоны пятнообразования $\leq 30^\circ$. Здесь можно видеть, что яркость зелёной линии и напряжённость магнитного поля изменяются со временем аналогичным образом. Оба обсуждаемые параметра возрастают к максимуму активности и уменьшаются к минимуму.

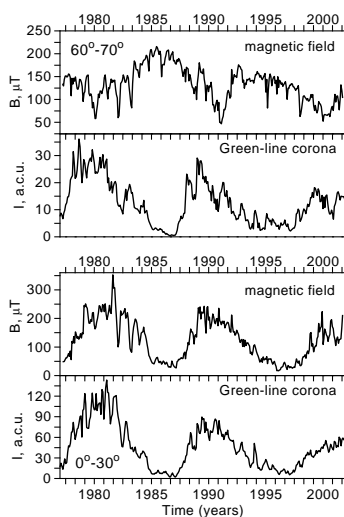


Рис. 4.13. Зависимости яркости зелёной линии и напряжённости магнитного поля от времени для двух широтных зон $\leq 30^\circ$ (две нижние панели) и 60° – 70° (две верхние панели).

Совсем другую картину мы видим на верхней панели рисунка 4.13. В полярной зоне 60° – 70° яркость зелёной линии и напряжённость магнитного поля изменяются в противофазе. Яркость зелёной линии, как и на всех других широтах, возрастает в максимуме числа солнечных пятен и уменьшается в минимуме. А вот полярное поле ведёт себя в первом приближении в противофазе, то есть уменьшается в максимуме активности и увеличивается в минимуме. Соответственно, в противофазе с магнитным полем меняется и яркость короны в зелёной линии. Этот факт может иметь следующее

объяснение. На высоких широтах именно крупномасштабное магнитное поле в значительной степени влияет на формирование условий излучения в зелёной линии, т. е. на формирование "структур", излучающих в зелёной линии – например, более сильное крупномасштабное поле способствует образованию разреженных областей типа корональных дыр. Излучение зелёной линии в таких структурах ослаблено вследствие уменьшения в них температуры и плотности. Увеличение напряжённости крупномасштабного полярного поля приводит к возникновению большего количества образований с открытой магнитной конфигурацией.

Связь яркости зелёной линии с напряжённостью магнитного поля и его компонентами может быть представлена в виде функциональной зависимости. Вблизи минимума активности, когда магнитное поле имеет относительно более простую организацию, связь между яркостью зелёной линии и напряжённостью магнитного поля для двух рассматриваемых широтных зон может быть представлена степенной зависимостью типа $I \propto B^q$.

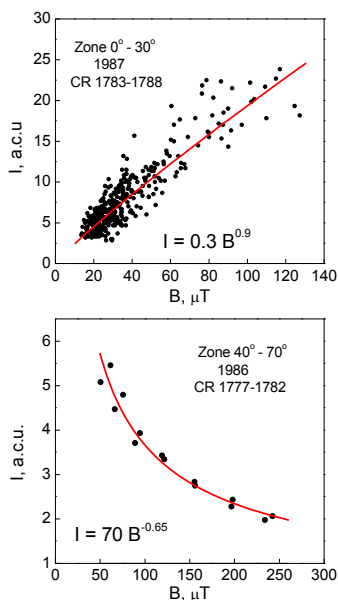


Рис. 4.14. Зависимость между яркостью зелёной линии и напряжённостью магнитного поля для двух рассматриваемых широтных зон.

На рисунке 4.14 показаны примеры такой связи. Для зоны пятнообразования регрессия, приведенная на верхнем графике, описывается формулой:

$$I = 0.314 B^{0.896}. \quad (4.11)$$

Здесь напряжённость магнитного поля выражена в μT , а яркость зелёной линии – в абсолютных корональных единицах. Данные на этом рисунке относятся началу 1987 г. (Кэррингтоновские обороты 1783–1788), то есть к началу возрастания активности в 22 цикле. Для других периодов времени незадолго до и сразу после минимумов активности, показатель степени q также положителен и изменяется в пределах 0,75–1,00. Эти значения показателя зависимости интенсивности зелёной корональной линии согласуются с результатами теоретического моделирования (Aschwanden and Schrijver, 2002) и экспериментальным результатом (Wang et al., 1997).

Для зоны 40° – 70° в период минимума показатель степенной зависимости имеет отрицательный знак. На нижней панели рисунка 4.14 эта зависимость дана для 1986 г. (CR = 1777–1782), для других периодов минимума активности показатель степени q изменяется в пределах от -0.6 до -0.8 . Сопоставление яркости зелёной короны с компонентами магнитного поля на уровне $1,1R_\odot$, вычисленными в потенциальной модели также указывает на отрицательный характер связи.

Итак, вблизи минимума активности яркость зелёной линии в экваториальной зоне увеличивается с ростом напряжённости магнитного поля почти линейно. В высокоширотной зоне в минимуме активности эта яркость с ростом напряжённости поля и его компонент уменьшается. Связь между яркостью линии и магнитным полем в этой зоне может быть описана степенной функцией с отрицательным показателем. Эти выводы позволяют перейти к сопоставлению полученных результатов с различными моделями нагрева короны.

Масштабный закон нагрева короны можно записать следующим образом (см. (Mandrini et al., 2000)):

$$H \propto B^a L^b \rho^c V^d R^e, \quad (4.12)$$

где H – мощность эффективного нагрева короны, L и R – длина петли и ее радиус, ρ – плотность плазмы в петле, V – трансверсальная скорость в основании короны; параметры a, b, c, d, e для разных моделей затабулированы в работе (Mandrini et al., 2000)).

Бадалян и Обридко (2007) сопоставили зависимость между мощностью нагрева и магнитным полем для всех затабулированных в (Mandrini et al., 2000) моделей. Изучены 22 модели, распадающиеся на два типа: модели, основанные на медленной диссипации поля (DC), и волновые модели, основанные на диссипации альвеновских и магнитозвуковых волн (AC). При этом предполагалось, что яркость короны в зелёной линии пропорциональна мощности эффективного нагрева короны.

Оказалось, что ни один из рассмотренных механизмов не дает значений q , близких к наблюдаемым для всех широт. Можно полагать, что вообще нет единого механизма нагрева короны. В каждой зоне на Солнце взаимодействуют как DC, так и AC механизмы, которые могут приводить к значениям q с противоположным знаком. Таким образом, одновременное действие этих двух механизмов приводит к эффективному уменьшению абсолютной величины q по сравнению с теоретическими значениями. Вклад этих механизмов зависит от структуры, пространственных размеров и напряжённости магнитного поля и меняется с широтой и фазой цикла. В минимуме, когда структура поля наиболее простая, в высокоширотной зоне доминируют волновые AC механизмы, а в приэкваториальной – DC механизмы.

По-видимому, эффективность того или иного механизма нагрева короны определяется соотношением площади, занимаемой низкими и высокими петлями (включая открытые структуры). В приэкваториальной зоне более эффективны токовые модели, основанные на медленной диссипации поля (DC), а в полярной зоне – волновые модели, основанные на диссипации альвеновских и магнитозвуковых волн (AC).

4.10. Соотношение магнитных полей разных масштабов

Установлено, что наиболее заметные проявления солнечной активности (активные области, группы солнечных пятен) имеют тенденцию концентрироваться к границам структурных элементов крупномасштабного магнитного поля Солнца (КМПС), что проявляется, в частности, в образовании так называемых «активных долгот» (Bumba and Obridko, 1969; Ivanov, 2007). Эта тенденция наиболее заметна в случае достаточно больших и мощных образований.

В качестве характеристики структурных элементов КМПС в работе (Иванов и др., 1997) был введён индекс эффективного солнечного мультиполя (index of the effective solar multipole):

$$\text{ESMI} = -0.5 \lg(I_{ss}/I_{ph}) / \lg(2.5), \quad (4.13)$$

определяемый как логарифмическое отношение индекса энергии глобального магнитного поля Солнца на поверхности источника I_{ss} к величине этого индекса на поверхности фотосферы I_{ph} . (определение этих индексов см. выше в разделе 4.3, формулы 4–5).

Индекс эффективного солнечного мультиполя определяет собой вклад различных компонент солнечного магнитного поля (мультиполей) на разных стадиях 11-летнего солнечного цикла. Он использует своеобразное свойство пространственной фильтрации.

Дело в том, что вклад гармоник в энергетические индексы пропорционален квадрату $(R_{\odot}/R)^{l+2}$, где R_{\odot} и R – расстояние от центра Солнца до поверхности фотосферы и текущее расстояние, соответственно, а l – номер гармоники. Таким образом, с увеличением R высокие гармоники убывают значительно быстрее, чем низкие. Вклад высоких гармоник в энергию поля падает ещё быстрее. Поэтому показалось разумным ввести индекс, использующий такую пространственную фильтрацию для характеристики соотношения полей разных масштабов. Можно показать, что для самой простой конфигурации глобального поля, то есть глобального диполя, этот индекс равен 3. С добавлением более высоких гармоник он увеличивается.

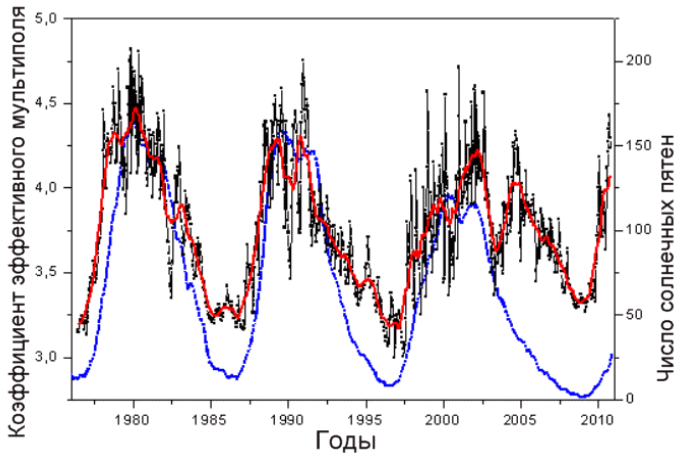


Рис. 4.15. Изменения индекса эффективного магнитного мультиполя в течение 3-х последних циклов.

Изменения этого индекса в течение 3-х последних циклов показаны на рисунке 4.15. Там же синим цветом показаны числа солнечных пятен – SSN) (Obridko et al., 2012a). Заметно, что на фазе роста обе кривые ESMI и SSN подобны. На фазе же спада кривая, характеризующая изменения структуры КМПС, заметно отличается от циклической кривой, характеризующей поведение локальной активности Солнца.

Глава 5. КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ

5.1. Введение

О корональных дырах много и интенсивно заговорили в начале 70-х годов прошлого века, когда их впервые наблюдали в диапазоне ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения на космических аппаратах *OSO-7* и *Skylab*. На самом деле, их ещё раньше наблюдал Вальдмайер (Waldmeier, 1950) в белом свете во время затмений, поскольку из-за малой плотности они дают меньший рассеянный свет, чем экваториальные объекты высокой плотности. Тогда же Вальдмайер назвал их корональными «дырами» (по-немецки «Löcher»), а позднее они были отождествлены с областями пониженной яркости в экстремальном ультрафиолетовом и рентгеновском излучении. Подробный атлас синоптических карт яркости корональной зелёной линии (CGLB) за период 1947–1976 гг. (Letfus and Sykora, 1982a,b) позволил авторам идентифицировать области слабого свечения зелёной короны, близкие по свойствам к корональным дырам. Детальное изучение размеров и расположения этих областей позволило выявить их связь с солнечным ветром и геомагнитной активностью (Harvey et al., 1975). Области слабого свечения зелёной короны могут быть статистически связаны с областями пониженной напряжённости магнитного поля на той же высоте.

В настоящее время корональные дыры наблюдаются регулярно спутниковыми и наземными методами. На космических аппаратах (*Yokho*, *SOHO*, *Коронас*, *SDO*, *Hinode*) КД наблюдаются в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах, а с Земли их можно наблюдать в лучах линии *HeI* 10830 Å. Важно отметить, что в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах КД наблюдаются как области пониженного излучения, а в линии 10830 Å – как область более яркая, чем окружающая среда (Harvey et al., 1975; Zirin, 1975; Harvey and Sheeley, 1977; McCabe et al., 1977).

Корональные дыры делятся на два типа. Первый тип – это высокоширотные (*полярные*) дыры. Они особенно велики в фазе минимума солнечного цикла и существуют без значительных изменений в течение нескольких лет. Второй тип – это *приэкваториальные* дыры. Они наблюдаются в средних широтах чаще всего вблизи максимума солнечного цикла и значительно более изменчивы (характерное время существования – несколько оборотов). В результате число коро-

нальных дыр плохо соответствует 11-летнему циклу, но всё-таки сходно с кривой глобального магнитного поля.

Цикл корональных дыр можно описать следующим образом. Смена знака полярного поля не приводит к немедленному преобладанию "правильных по знаку" корональных дыр. После общей переполюсовки старые по знаку фоновые поля продолжают появляться ещё в течение нескольких лет и окончательно исчезают только через 4–5 лет после переполюсовки (за 1–2 года до минимума солнечного цикла). Затем, судя по данным за 1978–1980 гг., уже через 2–3 года после минимума снова появляется довольно много дыр последующего цикла, и к моменту новой переполюсовки число дыр предыдущего и последующего цикла опять примерно одинаково.

Систематическое изучение корональных дыр началось в 1973–1974 гг., когда были получены подробные данные миссии Skylab (Krieger et al., 1973; Vaiana et al., 1973; Zirker, 1977). Корональными дырами принято называть объекты, которые при наблюдении в мягком рентгеновском диапазоне ($\lambda = 3\text{--}60 \text{ \AA}$) имеют яркость и плотность в 2–3 раза ниже, чем в окружающей короне и температуру $<10^6 \text{ K}$. Однако более поздние фильтрограммы SXT/Yohkoh показали, что температура в корональных дырах того же порядка, что и в окружающей короне, то есть $1.8\text{--}2.4 \cdot 10^6 \text{ K}$ (Hara et al., 1996). Поскольку мера эмиссии в КД, определенно, на порядок меньше, чем в окружающей короне, пониженная яркость КД, несомненно, определяется пониженной в 3–4 раза плотностью.

Начиная с 1975 г., корональные дыры наблюдаются с помощью наземных телескопов в линии $\text{HeI } 10830 \text{ \AA}$ (Harvey et al., 1975). С 1991 г. снимки Солнца в мягком рентгене с высоким разрешением регулярно поступают со спутника Yohkoh, а с 1996 г. – со спутника SOHO. Эти данные публикуются в Solar Geophysical Data и доступны через Интернет. Наблюдения выявили целый ряд важных феноменологических свойств КД, хотя их природа всё ещё не до конца понята. Среди большого числа КД можно выделить стационарные КД в полярных зонах и относительно небольшие спорадические КД со временем жизни порядка одного дня, которые часто ассоциируются с внезапным исчезновением ("disappearance brusque") H_α волокон. Однако особенно интересными как элементы солнечной активности являются устойчивые КД в средних широтах. Корональные дыры обычно возникают в униполярных областях с преимущественно открытой конфигурацией магнитного поля. Показано, что высокоскоростной солнечный ветер, ответственный за геомагнитные возмущения, связан с КД (Krieger et al.,

1973; Sheeley et al., 1976; Коваленко, 1983; Rozelot, 1983). Обзор физических условий в КД дан в работе (Mogilevsky et al., 1997).

Связь КД с солнечными активными областями была установлена в работе (Levine, 1977a,b) по данным Skylab. Позднее было показано (Shibata et al., 1994; Могилевский, 1995), что изменение границ и баланс энергии в КД в значительной мере определяются спорадическими потоками горячей ($T \approx 10^6$ К) плазмы и регулярным притоком энергии из прилежащих активных областей. При этом наблюдается диффузия рентгеновских “точек” через границу КД.

Мягкая рентгеновская эмиссия, регистрируемая прибором SXT на спутнике Yohkoh, определяется корональными линиями FeXVII и NeIX ($T \approx 2$ МК). Уменьшение яркости линий и образование корональной дыры происходит, по видимому, на высотах ниже $0,4R_{\odot}$ над фотосферой. В хромосферных линиях корональные дыры как на диске, так и на лимбе выражены слабо за исключением линий HeI 10830 Å и HeII 304 Å.

Механизм возбуждения нейтрального гелия в хромосфере обсуждается уже много лет. Гипотеза возбуждения электронным ударом критикуется сторонниками теории фотоионизации-рекомбинации (Никольская, 1967; Avrett et al., 1976). Согласно их доводам, эмиссия HeI 10830 Å определяется ионизацией нейтрального гелия континуумом $200 \leq \lambda \leq 500$ Å с основного уровня 1^1S с последующей рекомбинацией на уровень 2^3S , а затем – возбуждением верхнего уровня 2^3P^0 соответствующей фотосферной радиацией. Позднее было обнаружено, что этот механизм отвечает за эмиссию 10830 Å (Пожалова, 1987) и D_3 (Zirip, 1975) в корональных дырах. Как показано Пожаловой, уменьшение ионизирующего потока в 5 раз в средней хромосфере приводит к уменьшению населённостей уровней HeI на полтора порядка. Глубина линий поглощения уменьшается и, соответственно, на фильтрограммах эта область выглядит более яркой.

В работе (Shine et al., 1975) поведение линий HeI в корональных дырах объясняется действием механизма диффузии. В дыре и окрестностях – различные температурные градиенты. Диффузия уменьшается в областях низкого коронального давления (дыра), и интенсивности линий гелия уменьшаются. Способность к диффузии возрастает обратно пропорционально заряду иона. Поэтому для линий переходной зоны, принадлежащих ионам высокой стадии ионизации, этот эффект, согласно (Shine et al., 1975), не существенен. Однако тогда остаётся открытым вопрос: почему этот эффект не сказывается, например, на свечении H α ? Более обоснованным следует признать фотоионизационно-рекомбинацион-

ный механизм, определяющий свечение линий как нейтрального, так и ионизованного гелия в КД.

Действие этого механизма для свечения HeII 304 Å в дырах при ионизации излучением $\lambda \leq 228 \text{ Å}$ рассмотрено в работе (Zirin, 1975). Две трети рекомбинаций HeIII приводят к излучению HeII 304 Å. При этом выполняется соотношение $N(\text{HeII}) = \text{const} N(^3\text{HeI}) \times \frac{1}{n_e}$. Таким образом, при постоянном количестве атомов HeI (например, внутри дыры 10830 Å) места наименьшей интенсивности HeII 304 Å будут приходиться на места наибольшей плотности электронов. Поэтому на солнечном диске дыры в линии 304 Å могут как совпадать с дырой в 10830 Å, так и обнаруживаться лишь в отдельных её частях.

Итак, для объяснения появления корональной дыры как в корональных линиях, так и в линиях гелия достаточно предположить, что на некотором участке солнечной поверхности происходит “выметание” (уменьшение плотности) материи из короны. Поэтому уменьшается интенсивность коронального излучения в диапазоне 200–500 Å и, соответственно, интенсивности линий нейтрального и ионизованного гелия. На высотах свечения линий переходной зоны “выметание” не будет эффективно из-за большей, чем в короне, плотности, поэтому лишь расширяется диапазон высот свечения этих линий.

По данным миссии Skylab было показано (Withbroe, 1977), что КД на диске не удастся обнаружить в линиях переходной зоны, таких как 0VI, 0V, NeV. На лимбе в этих линиях наблюдается расширение полосы в КД по сравнению с невозмущённой хромосферой. Анализ одновременных наземных и бортовых наблюдений в HeI 10830 Å со сканирующим спектрографом показал (Moses et al., 1994), что линии переходной зоны CIV не отличаются ни по интенсивности, ни по доплеровской ширине от линий невозмущённой зоны. Этот факт согласуется с оценками температуры в КД (Hara et al., 1996). Это может означать, что энергия, ответственная за генерацию высокоскоростных потоков солнечного ветра ($\approx 6 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2\text{с}$), не определяется лучистым или тепловым потоком снизу ($\leq 1,4 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2\text{с}$ и $\approx 6 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2\text{с}$, соответственно), а скорее связана с влиянием окружающих активных областей.

Хотя корональные дыры были впервые открыты и отождествлены как области с существенно пониженной яркостью в рентгеновском диапазоне, их подлинное физическое определение опирается на структуру крупномасштабного поля. Сейчас нет сомнения в том, что объект, называемый корональной дырой, – это область открытой магнитной конфигурации на Солнце. При этом под откры-

той конфигурацией мы понимаем структуру, в которой силовые линии свободно выходят в межпланетное пространство, уносятся солнечным ветром и замыкаются на бесконечности. В достаточно известной схеме расчетов, которую мы кратко опишем ниже, открытыми считаются силовые линии, которые достигают так называемой «поверхности источника». Как было показано многими авторами, эти два определения не противоречат друг другу. Более того, пониженная яркость КД является прямым следствием того, что силовые линии открыты, и из этой области облегчён вынос вещества и энергии в межпланетное пространство. С другой стороны, эти два определения не идентичны. Зона открытого поля и область пониженной в рентгене яркости не полностью совпадают друг с другом.

В проекции на поверхность источника корональные дыры располагаются в изгибах и бухтах, образуемых глобальной нейтральной линией. Складывается ощущение, что корональные дыры отталкивают от себя нейтральную линию, как это делают источники интенсивного магнитного поля. Таким образом, часто встречающееся утверждение, что корональные дыры – это области низких значений магнитного поля, неверно. Это правильно, если мы говорим о магнитном поле на уровне фотосферы. Ситуация резко меняется, когда мы обсуждаем магнитное поле в короне на больших высотах. С высотой вклад локальных магнитных полей в общий поток падает, и основной вклад дают глобальные и крупномасштабные поля.

5.2. Структура магнитного поля в корональных дырах

Ванг и др. (Wang et al., 1996) отождествляют корональные дыры с областями открытого магнитного поля и используют эти два термина как взаимозаменяемые. Мы в предыдущих разделах также придерживаемся этой точки зрения. Однако ситуация не так проста. Совпадение корональных дыр с ОМП пригодно для анализа циклических вариаций и анализа крупномасштабных структур, а также для расчетов гелиосферных процессов. С другой стороны, при анализе внутренней структуры корональных дыр, в особенности их прифотосферных слоев, выявилось их неполное совпадение с ОМП (Степанян, 1995; Mogilevsky et al., 1997; Ioshpa et al., 1998; Obridko, 1998). Связь КД и ОМП, понятная в принципе, всё-таки содержит ряд неясностей. В частности, Н.Н. Степанян (Степанян, 1995) обратила внимание на несовпадение пространственных распределений КД и фоновых крупномасштабных полей. С другой стороны, сравнение большого числа корональных дыр по наблюдениям в рентгеновском и крайнем ультрафиолетовом диапазонах на

космических аппаратах Yohkoh, SOHO и Коронас, а также по наземным наблюдениям в HeI 10830 Å (Obridko, 1998; Mogilevsky et al., 1997) показали, что КД, как правило, связаны с ОМП и, наоборот, ОМП обычно наблюдаются внутри КД. В этом смысле ОМП являются хорошими индикаторами КД для статистических исследований. К сожалению, это не совсем так при детальном физическом анализе, поскольку КД и ОМП практически никогда не совпадают полностью. Это не связано с вычислительными ошибками. Как уже говорилось выше, потенциальное приближение даёт довольно точное описание крупномасштабного магнитного поля на Солнце. Однако точные фотометрические границы корональной дыры, строго говоря, не определены, в особенности при наблюдениях в линиях переходной зоны и в линии HeI 10830 Å. Первичным фактором, ведущим к возникновению корональной дыры, несомненно, является структура крупномасштабного поля. Однако контраст и фотометрические характеристики КД определяются специфическим механизмом переноса и выделения энергии, который зависит не только от магнитных характеристик.

Заметим, что под статистической связью между рассчитанными ОМП и КД мы до сих пор подразумевали совпадение их центров тяжести. Полное совпадение этих объектов, вплоть до совпадения границ, практически никогда не наблюдается. Более того, само понятие границ КД совершенно неясно и зависит как от условий наблюдения, так и от принятого контраста на границе.

В.Н. Обридко и Б.Д. Шельтинг (Обридко и Шельтинг, 1987a,b, 1988a,b, 1990; Obridko and Shelting, 1989) проанализировали относительное расположение корональных дыр, крупномасштабного поля и поля на поверхности источника и их связь с высокоскоростными потоками солнечного ветра. Корональные дыры обычно совпадают с областями сильного преобладания одной полярности на уровне фотосферы. Ситуация меняется разительным образом, когда мы переходим к более высоким уровням в атмосфере Солнца. На поверхности источника малые масштабы отфильтровываются, и КД теперь уже совпадают с холмами магнитного поля. КД обычно наблюдаются в складках изогнутого гелиосферного токового слоя, отклоняя его от солнечного экватора. Поскольку секторная структура обычно содержит два или четыре сектора, корональные дыры часто располагаются со сдвигом на 180° или 90° по долготе с чередующейся полярностью магнитного поля в них.

То, что корональные дыры связаны с высокоскоростными потоками солнечного ветра, было установлено вскоре после открытия КД (Krieger et al., 1973; Sheeley et al., 1976). При этом область, занимаемая высокоскоростным потоком,

значительно шире, чем собственно корональная дыра. Иногда высокоскоростной поток регистрируется за один оборот до появления корональной дыры и продолжает существовать в течение 1–2 оборотов после её исчезновения.

Дальнейшие исследования показали, что, кроме наличия открытой конфигурации глобального поля, для возникновения среднеширотной корональной дыры необходимо также присутствие в окрестностях КД активной области с сильными локальными полями. Связь КД и АО была замечена уже прямо по данным “Sky-lab” (Levine, 1977a,b). Было обнаружено (Wang et al., 1988), что возникновение открытой конфигурации КД обычно сопровождается возникновением двух систем замкнутых силовых линий. Позднее было показано, что изменение границ и энергетического баланса КД иногда в значительной мере определяется спорадическими импульсными потоками горячей плазмы ($T \geq 10^6$ К) и регулярными энергетическими потоками из окружающих АО, а также диффузией рентгеновских «точек» через границы КД (Shibata et al., 1994; Могилевский, 1995). Активная область в окрестностях КД динамически и энергетически связана с КД (Mogilevsky et al., 1997; Obridko, 1998). Специфическая система расходящихся силовых линий иногда образует структуру типа «седла».

5.3. Об аналогии «корональная дыра – солнечное пятно»

Основными элементами структуры крупномасштабного магнитного поля являются корональные дыры. В феноменологии крупномасштабных полей они играют столь же значительную роль, как солнечные пятна для локальных полей. Более того, наблюдается удивительное сходство с точностью до изменения характерных размеров. Это дало основание для проведения аналогии между структурами локальных и крупномасштабных полей. Как известно, солнечные пятна представляют собой веер расходящихся на уровне фотосферы силовых линий, и напряжённость локальных полей в них достигает максимума. Такой же веер расходящихся открытых силовых линий представляет собой корональная дыра. Если мы отфильтруем поля малых и средних масштабов и оставим только крупномасштабные поля (или просто посмотрим на карту радиального поля на поверхности источника), то увидим, что корональная дыра – это холм крупномасштабного поля (Обридко и Шельтинг, 1987a,b, 1988a,b, 1990; Obridko and Shelting, 1989, 1992). На уровне хромосферы наблюдается истечение вещества из солнечных пятен. То же самое, но уже на уровне короны, наблюдается в корональных дырах. Солнечные пятна представляют собой объекты пониженной яркости на

уровне фотосферы; корональные дыры – это объекты пониженной яркости в нижней короне. Как и в солнечных пятнах, в корональных дырах наблюдается нечто вроде полутени. Наконец, как и пятна, корональные дыры могут объединяться в комплексы, и вблизи них или непосредственно в них могут возникать корональные выбросы массы, которые представляют собой крупномасштабный аналог солнечных вспышек (Mogilevsky et al., 1997; Chertok et al., 2002).

Известно, что магнитное поле в корональных дырах проявляет признаки «сверхрадиального» расширения (Коваленко, 1983; Wang and Sheeley, 1990, 1991), т.е. силовые линии отклоняются в стороны от радиального направления, типичного для магнитного монополя. В самом деле, силовые линии всей поверхности источника возникают в областях ОМП, занимающих относительно малую часть поверхности Солнца в нижней короне и хромосфере. Это сверхрадиальное расширение начинается с высот $1,4R_{\odot}$ от центра Солнца (Могилевский и Шилова, 1998). Таким образом, схема силовых линий в КД соответствует предложенной в работе (Wang et al., 1988).

Между замкнутыми силовыми линиями находится область открытых магнитных полей. В центре ОМП силовые линии радиальны вплоть до высот $1,4$ радиуса от центра Солнца. Именно здесь и наблюдается в рентгене и линиях переходной зоны образование, называемое корональной дырой. В этой области возникает повышенное излучение в метровом и дециметровом диапазонах. На периферии вблизи замкнутых полей возникает зона сверхрадиального расширения.

Эта схема указывает на близкую аналогию между солнечными пятнами (как они наблюдаются в фотосфере) и корональными дырами. При этом солнечное пятно является объектом локальных магнитных полей, а корональная дыра есть аналогичный объект глобальных магнитных полей.

Перечислим ниже сходные черты пятен и корональных дыр:

- а). Расположение в холмах магнитного поля.
- б). Дефицит излучения в оптическом диапазоне в пятнах и в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах в КД одновременно с усилением излучения на высотах радиоэмиссии.
- в). В центре объектов располагается конфигурация с вертикальным магнитным полем, которая на некоторой высоте сменяется структурой с интенсивным расширением.
- г). В корональных дырах наблюдаются две зоны, аналогичные тени и полутени солнечных пятен. Быстрое расширение на некоторой высоте определяется резким падением внешней плотности. В корональных дырах тот же эффект возни-

кает как следствие исчезновения окружающей системы замкнутых силовых линий.

д). В непосредственных окрестностях пятен и корональных дыр наблюдается система сходящихся силовых линий поперечного магнитного поля (см. рисунки в работах (Mogilevsky et al., 1997; Obridko, 1998)).

е). Сильное истечение вещества наружу. В фотосфере – это поток вещества наружу в полутени, которое меняет направление скорости в хромосфере. В КД вещество начинает своё истечение на относительно небольших высотах.

ж). Солнечные пятна обычно объединяются в биполярные группы. Аналогичный эффект существует и для корональных дыр. Часто наблюдаются КД, сдвинутые на $\sim 180^\circ$ по долготе. Магнитные поля в этих КД противоположны по знаку. Иногда КД сдвинуты на 90° с сохранением знака полярности.

Естественно, полной аналогии быть не может. Аналогия определяется сходной структурой магнитного поля. Однако характерные размеры этих образований совершенно различны и отличаются на один-полтора порядка. Кроме того, они располагаются в разных слоях солнечной атмосферы с соответственно различающимися механизмами переноса и выделения энергии.

5.4. Некоторые замечания относительно структуры КД

Напомним широко распространенное определение корональной дыры. Основные признаки корональных дыр, которые учитываются при определении их контуров, сформулированы в журнале *Solar Geophysical Data* (644-1, p. 94). При этом используются спектрогелиограммы в линии 10830 Å и магнитограммы фотосферного магнитного поля. Корональной дырой называется область, удовлетворяющая следующим условиям:

- 1) при наблюдении в линии 10830 Å область выглядит ярче, чем окружающая среда;
- 2) внутри области наблюдается пониженный контраст хромосферной сетки;
- 3) область является преимущественно униполярной;
- 4) размер области – не менее двух ячеек супергрануляции, или $> 6 \times 10^8 \text{ км}^2$.

Эти условия, несомненно, являются слишком жёсткими, и существует множество КД, удовлетворяющих только некоторым из них. Дело в том, что с физической точки зрения корональная дыра – это область открытого магнитного поля. Но это определение эффективно только на некоторой высоте в атмосфере Солнца. На малых высотах, в фотосфере и хромосфере эффект открытого маг-

нитного поля может сильно смазываться. Так, Е.В. Маланушенко (Malanushenko, 1995) показала, что на Солнце наблюдаются области, имеющие только один из двух первых характерных признаков КД. Существуют области пониженного контраста, но не отличающиеся по яркости от окружающего фона, и области ярче окружающего фона с большим контрастом.

Принципиальным является нарушение третьего условия – униполярности. Это, несомненно, правильное условие часто, к сожалению, трактуется как условие униполярности на уровне фотосферы и хромосферы, что в общем случае неверно.

По результатам спутниковых измерений Yohkoh/SXT и SOHO/EIT, наземных измерений в линиях H_{α} и HeI 10830 Å и расчётов магнитного поля по данным Солнечной Обсерватории имени Джона Вилкокса (WSO) было показано, что внутри корональной дыры в отдельных случаях проходит нейтральная линия с располагающимся над ней хромосферным волокном (Chertok et al., 2002). Это означает, что КД не обязательно имеет простую однородную структуру поля, а может включать в себя области с низкими петлями. О.И. Бугаенко и др. (2004) показали, что на уровне фотосферы область вкраплений поля, противоположного по знаку основному полю КД, достигает 20–25% общей площади КД. Но уже на уровне 25–30 тысяч километров над фотосферой КД становится полностью униполярной. Это означает, что характерный размер низких петель не может превышать 15–20 секунд дуги. Кроме того, эффективное среднее продольное поле в КД в принципе может расти с высотой за счёт изменения ориентации и исчезновения полей противоположного знака.

В целом среднеширотные корональные дыры существуют на Солнце в связи со следующими характерными объектами:

- а) открытая магнитная конфигурация с квазирадиальным на высотах до 1,4 радиусов Солнца магнитным полем;
- б) специфическая расходящаяся структура поперечной компоненты крупномасштабного магнитного поля, иногда переходящая в характерную "седловидную" структуру;
- в) близкорасположенная активная область, динамически или энергетически связанная с корональной дырой. Эта связь, по-видимому, и способствует истечению высокоскоростного потока из КД.

Корональные дыры располагаются в холмах крупномасштабного поля, в изгибах нейтральной линии на поверхности источника с квазирадиальным полем,

где силовые линии на уровне $1,4R_{\odot}$ отклоняются от радиального направления меньше, чем на 30° .

Если посмотреть на направление силовых линий на уровне фотосферы, мы увидим, что силовые линии как бы расходятся от КД и в то же время стремятся к расположенным вблизи активным областям. То, что мощные активные области часто ассоциируются с корональными дырами, было замечено в работах (McIntosh, 1992; Bumba et al., 1995). На первый взгляд эта ассоциация вызывает определённое сомнение, поскольку корональные дыры, несомненно, связаны с крупномасштабным или даже более того, с глобальным полем, а активные области определяются локальными, то есть значительно более мелкомасштабными полями. На самом деле эта ассоциация имеет под собой довольно глубокое физическое основание. Дело в том, что мощные комплексы активности располагаются именно на нейтральной линии крупномасштабного поля, пересечение которой с плоскостью эклиптики определяет собой так называемую секторную структуру (Bumba and Obridko, 1969). Корональные дыры заполняют собой большую часть сектора, располагаясь в холмах крупномасштабного поля.

Как уже говорилось, на периферии корональной дыры происходит резкий переход от фактически открытой конфигурации силовых линий к замкнутой системе. На границе этих двух систем образуется область, которую условно можно назвать сепаратрисной линией. Вблизи неё силовые линии, начинающиеся в ближних точках, возвращаются назад на исходный уровень в сильно удалённых точках. В общем случае силовая линия может уйти вообще в межпланетное пространство, как это и имеет место вблизи границы КД.

В ряде случаев вблизи КД возникают структуры типа «седла». Структура типа седла – это пересечение двух сепаратрис. Она отражает взаимодействие двух подфотосферных полюсов. В центральной части такой структуры образуется открытая магнитная конфигурация. В идеальном случае при высоком пространственном разрешении вокруг центральной точки, в которой $B_{\perp} = 0$, наблюдаются 4 попарно взаимно противоположных направления силовых линий, сходящихся к двум сепаратрисным линиям.

Таким образом, крупномасштабное магнитное поле, корональная дыра и активная область в процессе эволюции образуют единый комплекс.

Существование областей, внутри которых магнитное поле в хромосфере и нижней короне отклоняется от радиального направления меньше, чем на 30° , приводит к возникновению оптических и рентгеновских КД. При этом, несмотря на физическую идентичность этих двух объектов, возможно некоторое несовпа-

дение границ и запаздывание КД относительно появления областей открытого магнитного поля.

Через 2–3 оборота после появления КД их форма и размеры начинают изменяться под воздействием активных областей, расположенных между сопряжёнными КД. В результате в трансверсальном поле на уровне фотосферы близ границ КД возникает конфигурация типа «седла».

Время жизни КД от 2–3 оборотов до полутора лет больше, чем время жизни связанных с ними АО. При ослаблении или исчезновении АО соответственно меняются и КД.

5.5. Вращение корональных дыр

Вскоре после открытия корональных дыр было установлено их казавшееся тогда парадоксальным свойство – твердотельное вращение, т.е. малый градиент угловой скорости по широте. При обычной форме записи закона дифференциального вращения

$$V = A + B \sin^2\theta,$$

где V – угловая скорость (в данном случае синодическая), а θ – широта, оказалось, что для корональных дыр $B = \pm 0.4^\circ/\text{сутки}$. Это резко контрастирует с известным результатом Ньютона-Нанна для пятен, где $B = -2^\circ 6'/\text{сутки}$.

«Твердотельное» вращение КД долгое время считалось установленным фактом, который вошёл в многочисленные монографии и учебники и используется в различных приложениях. При этом недостаточно внимания уделялось следующим обстоятельствам.

Закон вращения КД, конечно, отличается от закона вращения пятен. Однако сравнивать его нужно не с пятнами, а с короной, которая вращается более жёстко, и законы вращения которой зависят как от уровня активности, так и от фазы цикла.

Основные свидетельства «жёсткого» вращения КД были получены по одному и тому же материалу наблюдений на космическом аппарате «Skylab» за короткий период в 1973 г., т.е. за два-три года до минимума солнечных пятен.

Результаты анализа вращения корональных дыр за 1978–1985 гг. показали, что утверждение о твердотельности вращения корональных дыр является некорректным обобщением частного факта. На самом деле, корональные дыры вблизи максимума и в начале фазы спада демонстрируют вполне заметное дифференциальное вращение. Затем дифференциальность постепенно уменьшается, причём,

этот процесс начинается с высоких широт, т.е. высокоширотные части корональных дыр начинают вращаться быстрее.

Корональные дыры не представляют собой уникального явления в солнечной короне. Точно также и примерно с теми же количественными характеристиками вращается и вся корона.

Коэффициент дифференциальности вращения короны B изменяется со временем; при этом во всех циклах на фазе спада коэффициент приближается к нулю, т.е. вращение короны становится близким к твердотельному. На фазе роста дифференциальное вращение короны становится наиболее выраженным, т.е. коэффициент B достигает наибольшей отрицательной величины, оставаясь при этом меньше по абсолютной величине коэффициента дифференциальности, типичного для фотосферы.

Вращение становится наиболее близким к твердотельному на ветви спада активности, примерно за 3 года до минимума. Здесь квазитвердотельное вращение фиксируется достаточно надёжно и во всех циклах соответствует примерно одной и той же фазе. Достаточно уверенно определяется и время возникновения вращения с наибольшей дифференциальностью. Эта точка находится на ветви роста активности примерно за 1–1,5 года до максимума.

Таким образом, можно полагать, что дифференциальное вращение корональных дыр и солнечной короны в целом в значительной степени отражает вращение её внутренних слоёв.

5.6. Глобальные комплексы активности

Проблема комплексов солнечной активности имеет довольно длинную историю. Она восходит, скорее всего, к работе М.Н. Гневышева (1938), в которой он убедительно доказал, что в вариации солнечной активности, кроме 11-летнего цикла, существуют и короткие периоды общего увеличения активности, которые он назвал «импульсами активности». М.Н. Гневышев в 1938 г. имел крайне ограниченную информацию об основных индексах солнечной активности. Это были данные о числе пятен, их площади, флоккулах и факелах, протуберанцах. Как легко видеть, это всё – индексы локальных магнитных полей. Он, естественно, ничего не мог знать о характеристиках глобальных полей – солнечном ветре и корональных дырах. При этом он интуитивно (без доказательств) почувствовал и сформулировал следующее важное утверждение: “физически связанные солнечные процессы необязательно должны происходить одновременно”. С другой

стороны, М.Н. Гневашев в своём исследовании не уделял особого внимания продолжительности этого усиления активности, что и отразилось во введённом им термине. В дальнейшем эти результаты были изложены им в монографии (Эйгенсон и др., 1948).

Следующий важный шаг был сделан, когда появились данные измерений на магнитографе обсерватории Маунт Вилсон, покрывающие всю поверхность Солнца. Тогда стало ясно, что более точным является термин «комплексы солнечной активности», характеризующий длительное, от нескольких месяцев до нескольких лет увеличение солнечной активности в определённом диапазоне долгот.

Распределение магнитных полей вне групп солнечных пятен было впервые рассмотрено в работе (Babcock and Babcock, 1955) за период минимума солнечной активности 1952–1954 гг. Кроме доказательства существования полярного магнитного поля, авторы показали, что в низких широтах существуют две системы магнитных полей: биполярные магнитные области (БМО), соответствующие активным областям, и униполярные магнитные области (УМО), представляющие собой обширные участки одной и той же полярности магнитного поля.

Эта работа была продолжена В. Бумбой и Р. Говардом (Bumba and Howard, 1965а,б). Они проанализировали данные магнитных наблюдений обсерватории Маунт Вилсон за 4,5 года с августа 1959 г. до конца 1962 г. и дополнительно с июня 1963 г. по июнь 1964 г. и показали, что развитие комплекса происходит следующим образом. В течение нескольких оборотов в некотором диапазоне долгот не наблюдается никакой новой активности, только диффузные поля старых областей. Затем в этом месте возникает одна или несколько новых активных областей, и они постепенно расширяются как по широте, так и по долготе. Оказалось, что первая возникающая группа обычно является наибольшей в комплексе. При этом большие комплексы имеют большее время жизни, и им соответствуют группы больших размеров.

Для дальнейшего очень важно, что в этих работах уже было по существу сформулировано утверждение, что в понятие комплекса активности должны включаться не только активные области, но и униполярные магнитные области, что и приводит к необходимости включать сюда и корональные дыры и ввести понятие глобального комплекса активности.

Глобальный комплекс солнечной активности следует изучать по большой совокупности данных, включая характеристики не только локальных, но и глобальных полей, информацию о фотосферных, хромосферных и корональных процессах и даже гелиосферные и геомагнитные возмущения. Разумеется, это

довольно сложное понятие, требующее сбора большой информации за длительный промежуток времени. Отчасти поэтому понятие комплекса активности несколько девальвировалось, и в последнее время оно часто заменяется понятием «комплекс активных областей» (или даже «комплекс групп пятен»), где уже не требуется иметь весь набор данных и, самое главное, не предполагается его длительное существование. Так, в работах (Ишков и Могилевский, 1983; Обридко, 1985; Могилевский и Шилова, 1998) авторы определяют «комплекс активных областей» как совокупность двух или более активных областей, связанных совместным (общим) магнитным полем, в эволюции которых выявляется связь и взаимодействие компонентов или отдельных частей комплекса. Несколько иное, но близкое определение дано в обширной монографии (Язев, 2014).

Дополнительная сложность в анализе глобальных комплексов активности состоит в том, что приходится учитывать сложное взаимодействие полей разных пространственных масштабов, сильно различающихся по напряжённости. Крупномасштабные поля, несомненно, связаны с глобальным магнитным полем (Обридко и Шельтинг, 2000а,б; 2003а,б; Ivanov and Obridko, 2002; Демидов и Григорьев, 2004), и, по-видимому, их эволюция определяется процессами глубоко под фотосферой, возможно, в основании конвективной зоны. С другой стороны, структура комплекса сильно зависит от эволюции мощных полей активных областей, представляющих собой неглубокие образования (глубина 5–10 Мм).

Неясна также генетическая связь составляющих комплекса. С одной стороны, крупномасштабные поля, по-видимому, являются строительным материалом для полей активных областей и усиливаются подповерхностными течениями. С другой стороны, слабые магнитные поля, остающиеся после распада активных областей, также образуют протяженные области, сливающиеся с первичным крупномасштабным полем. Крупномасштабное магнитное поле обычно связано с областями открытого магнитного поля, т.е. поля, силовые линии которого уходят непосредственно в межпланетную среду и связаны с солнечным ветром. Эти области приводят к возникновению корональных дыр. Ванг и др. (Wang et al., 1996) отождествили корональные дыры с ОМП. В дальнейшем эти термины стали употребляться как два равнозначных понятия для корональных дыр, наблюдаемых в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах на диске и на лимбе. Разумеется, это совпадение только статистическое. Области открытого магнитного поля вычисляются сложным путём с большим количеством дополнительных предположений в рамках концепции потенциального поля с поверхностью источника. В образовании корональных дыр, кроме структуры магнитного поля,

играет роль ещё и соотношение различных механизмов нагрева короны, которое может быть несколько различным в разных корональных дырах.

Обычно также переоценивается степень униполярности корональных дыр на уровне фотосферы. На самом деле, в любой корональной дыре существуют вкрапления разной полярности. Однако при изучении крупномасштабного поля эти неоднородности нивелируются. В.Н. Обридко и Б.Д. Шельтинг (Obridko and Shelting, 2011) проанализировали 338 корональных дыр, распределённых по всем фазам 23-го солнечного цикла. Для всех корональных дыр выполнены расчёты индекса униполярности IU (см. Главу 3), определенного как отношение абсолютной величины среднего радиального магнитного поля BR к его средней абсолютной величине

$$IU = |<B_R>| / |<B_R|>.$$

Очевидно, что для строго униполярного поля $IU = 1.0$, в то время как в области со смешанной полярностью эта величина приближается к нулю. Оказалось, что на высоте $1,1R_{\odot}$ 281 корональная дыра (т.е. 83%) имели IU в диапазоне 0,9–1,0. Это согласуется с ранее полученным результатом, согласно которому уже на высоте $1,05R_{\odot}$ корональная дыра становится преимущественно униполярным образованием (Бугаенко и др., 2004). Однако на уровне фотосферы этот индекс не превышает 0,4–0,6. Это значит, что структура магнитного поля на уровне фотосферы (в том числе и под корональными дырами) состоит из низких петель, замыкающихся в непосредственной окрестности.

В работе (Obridko and Shelting, 2011) для 18 корональных дыр, также распределённых по всем фазам 23-го цикла, изучена внутренняя структура корональных дыр в полосе 28,4 нм. Оказалось, что корональная дыра состоит из более тёмной и менее тёмной частей. Наиболее тёмная часть имеет яркость меньше 25% средней яркости диска в данном году. Её окружает менее тёмная часть, в которой яркость ниже 50% среднегодовой яркости в этой длине волны. Наиболее тёмная часть корональной дыры соответствует области максимального магнитного поля; при этом силовые линии образуют слабо расходящийся пучок с наклоном не более 20° . Вне наиболее тёмной части корональной дыры силовые линии могут сильнее отклоняться от нормали. Эта схема в целом аналогична предложенной в работе (Wang et al., 1987) для объяснения радионаблюдений корональных дыр и подтверждённой позднее в работах (Mogilevsky et al., 1997; Obridko, 1998).

Следует заметить, что, если связь ОМП с корональными дырами вполне понятна и употребление этих терминов как равнозначных физически обосновано, то другое распространенное сопоставление вовсе не так очевидно. Часто

большие квазиуниполярные области отождествляют с ОМП и оценивают границы корональных дыр просто как границы квазиуниполярных областей. В таком сопоставлении физической основы нет. Большие квазиуниполярные области могут быть просто остатками активных областей, и поле в них является поверхностным, а силовые линии замыкаются внутри этой же области. Они не образуют ОМП, и индекс униполярности в них значительно отклоняется от единицы. Это отличие следует иметь в виду при дальнейших сопоставлениях.

5.6.1. Общее описание глобального комплекса активности

Крупномасштабное магнитное поле, корональные дыры и активные области в процессе эволюции образуют единый комплекс со следующими свойствами.

А). Области, внутри которых магнитное поле в хромосфере и нижней короне отклоняется от радиального направления меньше, чем на 20° , приводят к возникновению оптических и рентгеновских корональных дыр. При этом, несмотря на физическую идентичность этих двух объектов, возможно некоторое несовпадение границ и запаздывание появления корональных дыр относительно появления ОМП.

Б). Через 2–3 оборота после появления корональных дыр их форма и размеры начинают изменяться под воздействием активных областей, расположенных между сопряжёнными корональными дырами. В результате в трансверсальном поле на уровне фотосферы вблизи границ корональных дыр возникает конфигурация типа «седла». За пределами фотометрической корональной дыры векторы магнитного поля сходятся к сопряжённым активным областям, образуя единый комплекс активности. При этом данный эффект особенно хорошо выражен для мощных активных областей. Эту связь мощных активных областей с корональными дырами отмечали П. Макинтош (McIntosh, 1992) и В. Бумба и др. (Bumba et al., 1995). Она существует, несмотря на то, что источник крупномасштабного магнитного поля располагается глубоко в конвективной зоне (DeLuca and Gilman, 1991), а пятна в активных областях представляются сегодня гораздо менее глубокими образованиями.

В). Время жизни корональных дыр, составляющее от 2–3 оборотов до 1,5 лет, превышает время жизни связанных с ними активных областей. При ослаблении или исчезновении активных областей соответственно изменяются и корональные дыры.

Проблема сопоставления положения корональных дыр с положением на диске активных областей имеет определённые трудности. Дело в том, что априори не ясно, что считать границей корональной дыры даже при наблюдении в од-

ной и той же длине волны. Этот вопрос подробно изучался в ряде работ для характеристики корональных дыр, наблюдаемых в длине волны 284 нм. Ситуация ещё более усложняется при сопоставлении наблюдений в различных длинах волн. На рис. 5.1 показаны 4 изображения одной и той же корональной дыры, наблюдавшейся в центре диска Солнца 29–30 мая 2000 г., последовательно слева направо в длинах волн 171, 195, 284 и 1083 нм. Первые 3 изображения получены по данным SOHO EIT и взяты с сайта <http://umbra.nascom.nasa.gov/eit/eitcatalog.html>. Изображение в 1083 нм взято из бюллетеня “Solar Geophysical Data”. Видно, что, несмотря на общее сходство, в деталях эти изображения резко различаются. Это и понятно, поскольку излучение в данных длинах волн определяется совершенно разными температурами.

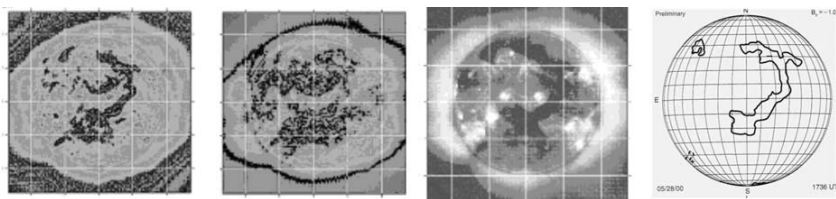


Рис. 5.1. Корональная дыра в центре диска 29–30 мая 2000 г.
в длинах волн (слева направо) 171, 195, 284, и 1083 нм.

В области ОМП, где силовые линии крупномасштабного поля преимущественно радиальны, возникает корональная дыра. С удалением от области строго радиального крупномасштабного поля силовые линии, связанные с окружающей фотосферой, имеют всё более сильный наклон. Вплоть до наклона 20° корональная дыра продолжает существовать, хотя её контраст постепенно ослабевает. Возникает то, что можно условно называть полутенью корональной дыры. Затем, начиная с наклона 50° , яркость окружающей среды приходит на уровень невозмущённой хромосферы. Именно в этой области, где наклон больше 20° , но меньше 50° , и располагаются сопряжённые с корональной дырой активные области.

Выполненный нами статистический анализ для 318 КД подтвердил наличие концентрации активных областей к КД, причём концентрация для АО большей площади выше, чем в среднем. Таким образом, комплексы активности не есть случайное объединение нескольких активных областей в единое целое с общим положением на диске и сходной эволюцией в течение нескольких оборотов Солнца. Складывается впечатление, что комплексы активности есть необходи-

мая часть в общей схеме крупномасштабной организации солнечной активности как в пространственном, так и в долгосрочном временном масштабе. В их образовании и эволюции участвуют не только поверхностные локальные поля, но и глобальные процессы. Механизмами, объединяющими солнечную активность в глобальном масштабе, являются крупномасштабное солнечное динамо и меридиональные течения.

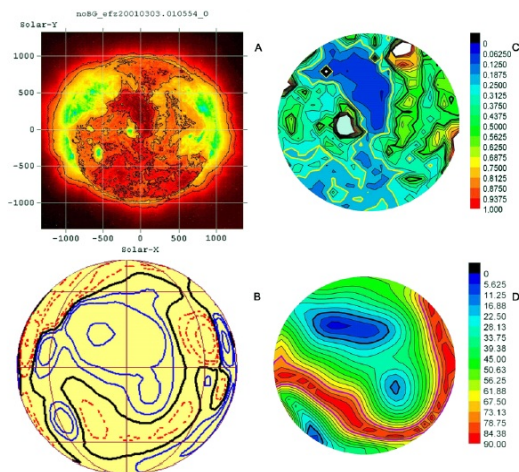


Рис. 5.2. Сравнение фотометрической и магнитной структур КД 3 марта 2001 г. На панели A показано оригинальное изображение. Проведены контурные линии $RL = 4$ и $RL = 8$ в единицах фотометра SOHO. На панели B показана структура радиального магнитного поля на высоте $1,1R_{\odot}$ от центра Солнца, расчеты выполнены на основе данных SWO. Голубые линии соответствуют положительной полярности, пунктирные красные – отрицательной. На панелях C и D показана только центральная часть солнечного диска $0,6R_{\odot}$. На панели C толстые желтая и чёрная линии ограничивают области, где яркость ниже 0,25 и 0,50 средней яркости в этот день, соответственно. Панель D показывает отклонения силовых линий от радиального направления на высоте $1,1R_{\odot}$ в градусах; толстые чёрная и жёлтая линии показывают отклонения $<20^{\circ}$ и $<75^{\circ}$, соответственно.

Кроме открытой конфигурации глобального магнитного поля, вторым условием для существования корональных дыр в средних широтах является присутствие в их окрестностях активных областей с сильным локальным полем. Связь между корональными дырами и активными областями была установлена в ранних работах, опирающихся на данные «Skylab» (Wang et al., 1988; Levine, 1977a,b; Levine et al., 1977). Появление открытого поля корональных дыр обычно сопровождается образованием двух замкнутых систем силовых линий. Позд-

нее было показано (Shibata, 1994; Могилевский, 1995), что иногда изменение границ и баланса энергии в корональных дырах определяется в значительной степени спорадическими и импульсными потоками горячей плазмы (“X-ray jets”) и регулярными потоками энергии из окружающих активных областей. Активные области вблизи корональных дыр могут соединяться с ними динамически или энергетически. Магнитное поле генерируется в основании конвективной зоны как следствие взаимодействия полоидального магнитного поля и дифференциального вращения (Ω -динамо). Это поле всплывает от тахоклина в основном в приэкваториальной зоне, возможно, преимущественно в виде отдельных трубок и проявляется в виде активных областей. При этом возникает бегущая от средних широт к экватору волна, которую можно отождествить с бабочками Маундера. Эта простая и убедительная схема в деталях всё же подвергалась критике. Упомянем только некоторые моменты этой критики.

Во-первых, поле, генерируемое в основании конвективной зоны, всё-таки несколько слабовато – получить типичные для солнечных пятен значения в 3 тыс. Гс и более довольно трудно. Во-вторых, всплывающая трубка в этой схеме имеет преимущественно радиальное направление магнитного поля. Однако биполярная активная область в большей своей части имеет трансверсальное поле. За пределами активной области поле тоже преимущественно поперечное. Всплытие такой системы сквозь плотную плазму фотосферы и подфотосферных слоёв затруднено. Поэтому более вероятно, что квадрупольная структура (или структура биполей) возникает уже непосредственно вблизи поверхностных слоёв. Однако центральная часть трубки остаётся радиальной и сохраняет свою связь с глубинными слоями. Таким образом, центральная часть комплекса представляет собой область открытых силовых линий. При этом в вертикальном поле часто может возникнуть более тёмное в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах образование, т.е. корональная дыра. На периферии этого образования, там, где силовые линии отклоняются от радиального направления, возникают активные области. Они, в свою очередь, влияют на область открытой конфигурации, искажая её. При этом период их вращения несколько отличается от периода вращения глубинного поля. Поверхностные поля вращаются с кэррингтоновской скоростью. Период вращения глубинного поля ближе к 27-дневному значению, соответствующему твердотельному вращению.

Через несколько оборотов активные области распадаются. Их влияние на трубку глубинного поля постепенно исчезает, и восстанавливается структура открытых силовых линий. Возникает новая корональная дыра. Однако она не возникает из остатков активной области, а связана с глубинным полем.

Глава 6. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

6.1. Солнечные вспышки

Вторым по известности явлением солнечной активности после солнечных пятен являются солнечные вспышки. Обычно именно им и солнечным пятнам придаёт большое значение публика и, в частности, те, кто интересуется проблемами солнечно-земных связей. В какой-то мере эта известность не заслужена, поскольку ни солнечные пятна, ни вспышки не являются непосредственно агентами, воздействующими на околоземную среду и объекты на Земле. Тем не менее, солнечные пятна и вспышки являются наиболее эффектными объектами на Солнце, наблюдаются с помощью относительно несложных инструментов и именно они являются наиболее распространёнными индексами солнечной активности.

Впервые солнечную вспышку наблюдали 1 сентября 1859 г. Кэррингтон и Ходжес (эту вспышку часто называют «кэррингтоновской») как разрозненные белые пятна неправильной формы. Теперь мы знаем, что вспышки в белом свете наблюдаются крайне редко и обычно это – наиболее мощные события. По совокупности различных геофизических проявлений мы сегодня можем оценить мощность кэррингтоновской вспышки. Оказалось, что она, по-видимому, была самой мощной из всех событий, наблюдавшихся с тех пор. Есть основания предполагать, что вспышки сравнимой мощности на современном Солнце происходят раз в 800–1000 лет (Maehara et al., 2012; Shibata et al., 2013).

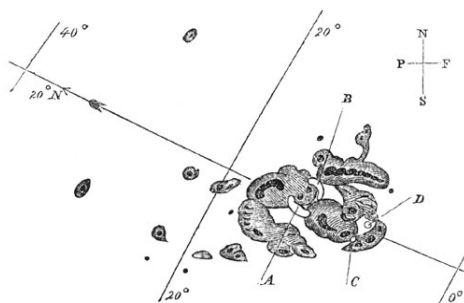


Рис. 6.1. Солнечные пятна 1 сентября 1859 г., зарисовка Ричарда Кэррингтона.

Долгое время считалось, что солнечная вспышка – весьма редкое явление. Действительно, в белом свете её наблюдать довольно трудно. Оказалось, что вспышки более слабые, чем кэррингтоновская, можно наблюдать только в хромосферных линиях, в основном в линии водорода H_{α} . Однако до изобретения Хейлом спектрогелиоскопа в 1926 году сколько-нибудь интенсивные статистические исследования были невозможны. Да и после этого, вплоть до периода Международного геофизического года (МГГ) эти наблюдения оставались нерегулярными и выполнялись на неунифицированных приборах. Только в период МГГ (1957–1958 гг.) была, наконец, создана международная Служба Солнца, оснащённая однотипными инструментами с интерференционно-поляризационными фильтрами. После МГГ стало ясно, что солнечная вспышка – совсем не редкое явление. Даже довольно мощные вспышки за 11 лет наблюдаются несколько сотен раз, а более слабые происходят фактически ежедневно. В периоды особо высокой активности в день может произойти несколько десятков вспышек и субвспышек разной мощности.

Таким образом, с наблюдательной точки зрения вспышка – это кратковременное (от нескольких минут до 2–3 часов) увеличение яркости излучения хромосферы. Однако это определение достаточно формальное. Фактически мы имеем сложное явление, которое проявляется в различных видах корпускулярного и электромагнитного излучения.

Хромосферная вспышка начинается в виде нескольких ярких образований, видимых в лучах H_{α} . Площадь её быстро увеличивается, часто приобретая характерную двухленточную форму. Обычно возрастание площади и яркости занимает несколько минут, а постепенный спад яркости продолжается иногда в течение часа–двух. Максимальная площадь вспышки может достигать 10^{-3} от площади видимого диска Солнца. Температура в теле хромосферной вспышки составляет 10^4 К. Однако в верхних корональных слоях зарегистрирована температура до $\sim 10^7$ К. Это приводит к тому, что вспышка излучает в широком диапазоне длин волн вплоть до жесткого рентгеновского излучения. При этом наблюдения с высоким разрешением показали, что вспышка на всех уровнях атмосферы чрезвычайно неоднородна и состоит из ярких петель. Удивительным свойством этих петель является то, что они часто, не расширяясь, простираются очень высоко в корону, и их поперечное сечение почти не меняется.

Вспышка излучает практически во всём диапазоне длин волн от жёсткого рентгеновского (10^{-9} см) до радиоволн километрового диапазона. Для оценки мощности вспышки используется система баллов. В течение длительного време-

ни, а часто и сейчас, использовался так называемый оптический балл вспышки. Он опирался на яркость и площадь в максимальном развитии при её наблюдении в H_{α} .

6.2. Балл (класс) вспышки

Балл (класс) вспышки – это оценка величины вспышки в H_{α} в момент максимальной яркости. Площадь и яркость вспышки оцениваются отдельно. По площади все вспышки подразделяются на пять групп следующим образом. Площадь вспышки оценивается либо в миллионных долях солнечной полусферы ($100 \text{ м.д.п.} = 3.04 \cdot 10^8 \text{ км}^2$), либо в квадратных гелиографических градусах в центре диска ($1 \text{ квадратный градус} = 1.48 \cdot 10^8 \text{ км}^2$). При этом используется исправленная за проекцию площадь.

Таблица 6.1. Оптические баллы солнечных вспышек.

Балл	Площадь, м.д.п.	Площадь, квадратные градусы
S	<100	<2.0
1	100–250	2.1–5.1
2	250–600	5.2–12.4
3	600–1200	12.5–24.7
4	>1200	>24.7

Яркость обозначается буквами F, N и B, что, соответственно, означает: слабая, нормальная и яркая вспышка, однако количественной оценки яркости, которая соответствовала бы этим буквам, нет. Сочетание индекса площади с индексом яркости дает двойной балл или класс вспышки, например 1N, 2F, SB и т.д.

Вспышки балла S называются субвспышками, а вспышки балла ≥ 2 – большими вспышками.

Некоторыми недостатками классического балла вспышки является субъективность в оценке яркости и сложность определения площади. Иногда момент наибольшего развития вспышки не удаётся точно зарегистрировать, что неизбежно приводит к занижению балла. В результате в сообщениях о вспышках из разных обсерваторий неизбежен сильный разбой.

В последнее время вместе с классическим баллом вспышки часто используется рентгеновский балл. Его достоинством является точная калибровка, основанная на наблюдениях на космических аппаратах.

Под влиянием вспышки корональные области испускают мягкое рентгеновское излучение ($\lambda > 1 \text{ \AA}$). Временной профиль интенсивности всплесков мягкого рентгеновского излучения аналогичен профилю $\text{H}\alpha$ с небольшим сдвигом начала, максимума и конца всплеска излучения.

Балл, или класс, рентгеновской вспышки определяется, исходя из порядка величины максимальной интенсивности всплеска по данным измерений в околоземном пространстве в диапазоне $1\text{--}8 \text{ \AA}$. В последнее время для этого используются данные серии спутников GOES.

Таблица 6.2. Рентгеновские баллы солнечных вспышек.

Балл	Интенсивность в пике (эрг/см ² ·с)	Интенсивность в пике (Вт/м ²)
A	$(1\text{--}9) \cdot 10^{-5}$	$(1\text{--}9) 10^{-8}$
B	$(1\text{--}9) \cdot 10^{-4}$	$(1\text{--}9) 10^{-7}$
C	$(1\text{--}9) 10^{-3}$	$(1\text{--}9) 10^{-6}$
M	$(1\text{--}9) 10^{-2}$	$(1\text{--}9) 10^{-5}$
X	$\geq 10^{-1}$	$(1\text{--}9) 10^{-4}$

Для указания точного значения интенсивности используются, например, следующие обозначения: M8 – интенсивность $8 \cdot 10^{-2}$ эрг/(см²·с), X5 – $5 \cdot 10^{-1}$ эрг/(см²·с) и т.д.

Обычно вспышки происходят в активных областях. На рисунке 6.2 приведен снимок Солнца, полученный 16 января 2005 г. в спектральной линии 284 \AA (цвета, естественно, условные). На снимке видны три ярких объекта, это – три наблюдавшиеся в этот день активные области.

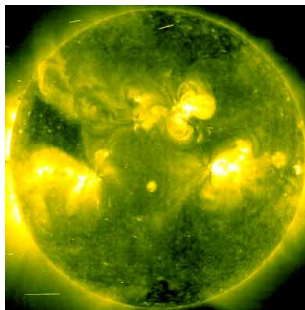


Рис. 6.2. Снимок Солнца, полученный 16 января 2005 г. в спектральной линии 284 \AA .

На рисунке 6.3. показана регистрация в рентгеновском диапазоне нескольких вспышек, произошедших в этих областях. Эти вспышки сопровождались выбросом высокоэнергичных протонов (см. рисунок 6.5), корональными выбросами массы и геомагнитными возмущениями, о которых будет сказано ниже.

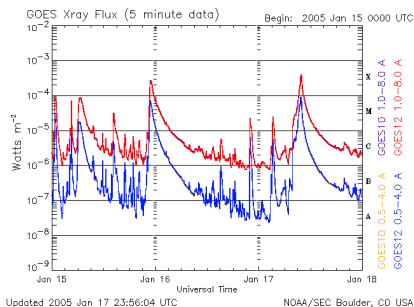


Рис. 6.3. Регистрация в рентгеновском диапазоне нескольких вспышек в активных областях, указанных на рис. 6.2.

Распределение вспышек по классам. Некоторые представления о частоте появления вспышек баллов В, С, М, Х в течение года и распределении их в цикле солнечной активности получены из анализа годовичных распределений вспышек по баллам за период 1978–2006 гг. Отмечается, что в пределах цикла присутствуют вспышки практически всех баллов, но удельный вес слабых вспышек (балла В) больше в минимуме цикла, а сильных (балла М, Х) – в максимуме. Примерно 66% всех наблюдаемых явлений – это вспышки балла С и 21% – вспышки балла В.

Временные характеристики вспышек. Кроме распределения вспышек по энергиям, определённый интерес представляет и их распределение по длительности рентгеновского всплеска. Фактически оно отражает время действия первичного источника энерговыделения. Первые исследования в этом направлении показали, что длительность всплеска в жёстком рентгеновском диапазоне существенно зависит от уровня солнечной активности в данный период. Мягкий рентгеновский диапазон (1–8 Å) представляет интерес, поскольку он описывает тепловую фазу энерговыделения с длительностью от 60 с до ~10 ч, охватывая тем самым практически весь временной диапазон оптических вспышек.

Оценки годовичных значений средней продолжительности вспышек показали общую зависимость между продолжительностью и баллом вспышки, то есть

продолжительность вспышек увеличивается с возрастанием их балла и составляет в среднем 15, 25, 45, 76 мин, соответственно, для классов В, С, М, Х. Корреляция всех характеристик энергетического спектра солнечных вспышек в области мягкого рентгеновского излучения с фазой 11-летнего цикла Солнца может служить отправной фундаментальной зависимостью для выявления циклической переменности на карликовых звездах типа UV–Кита.

На рис. 6.4 приведены гистограммы зависимости числа вспышек от их длительности в различных интервалах их мощностей (Осокин и др., 2003). Каждая гистограмма дана в процентах от общего числа выбранных событий. Длительность Δt в шкале спутников GOES означает промежуток времени между началом вспышки и моментом, когда её интенсивность достигает уровня $1/4$ максимальной интенсивности в диапазоне $1-8 \text{ \AA}$. Эта величина Δt характеризует время мощного свечения и не включает в себя длительную фазу существования постэруптивных петель.

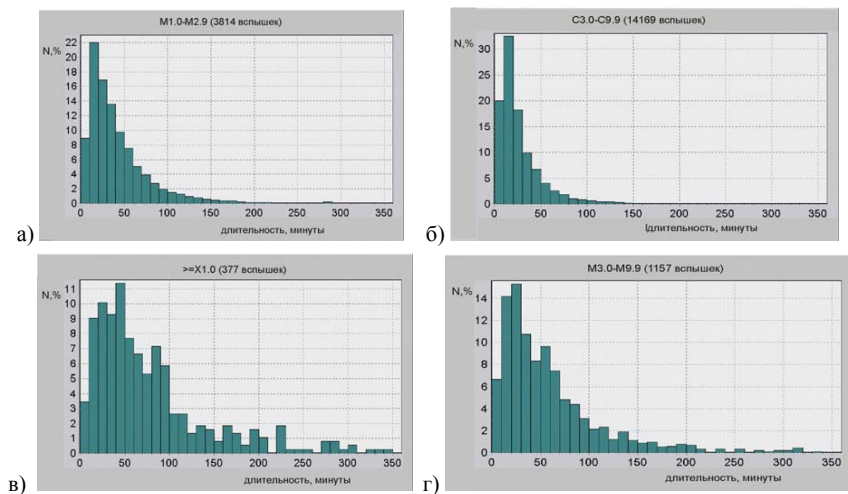


Рис. 6.4. Гистограммы зависимости числа вспышек от их длительности в различных интервалах их мощностей. По оси абсцисс отложена длительность событий (на уровне 0,1 от максимальной интенсивности вспышки) в минутах. По оси ординат – число вспышек, нормированное в процентном отношении от общего числа выбранных событий. а) – гистограмма для 14169 вспышек, имеющих рентгеновский балл от C3 до M1. б) – данные для 3814 вспышек балла от M1 до M3. в) – данные для 1157 вспышек балла от M3 до X1. г) – данные для 377 вспышек балла X1 и больше.

Большинство вспышек являются достаточно слабыми, и их длительность не превышает 30 минут. Это видно из рисунка 6.4а, где на гистограмме с шагом по времени 10 мин выделяется единственный максимум в 10–20 мин с экспоненциальным спадом к более длительным событиям. Более 70% этих явлений характеризуются полной длительностью менее 30 мин.

Примерно для 4000 более мощных вспышек М1–М3 характер этой зависимости сохраняется (рис. 6.4б), но доля явлений, длящихся не более 30 мин, уменьшается по сравнению с предыдущим случаем до 48%, и экспоненциальный спад становится более медленным. На гистограмме (рис. 6.4в), относящейся к явлениям М3–Х1, проявляется уже второй максимум при длительностях явлений 50–60 мин, и появляется некоторое число очень длительных событий. Такой характер гистограмм сохраняется и при переходе к самым мощным событиям (ярче Х1, см. рис. 6.4г), причём число очень длительных явлений возрастает.

Ещё одним типом вспышек являются *протонные вспышки*. На рисунке 6.5 показаны измерения потока протонов после солнечных вспышек в январе 2005 г. Долгое время до наступления космической эры прямая регистрация протонов от вспышек отсутствовала. Время от времени регистрировались так называемые приземные возрастания космических лучей (Grand Level Enhancements – GLE), однако эти события связываются только с самыми мощными вспышками. В основном списки протонных событий составлялись по косвенным данным. Так, длительное время протонные события отождествлялись с эффектом поглощения в полярной шапке Земли (Polar Cap Absorption – PCA).

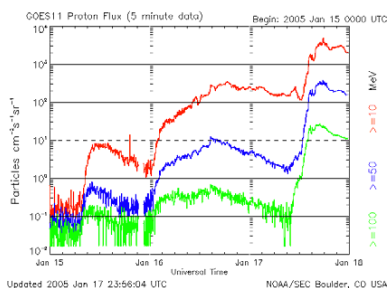


Рис. 6.5. Регистрация высокоэнергичных протонов от вспышек, указанных на рис. 6.2.

Обширный анализ наблюдений PCA был выполнен З. Швесткой (Svestka, 1966). Результаты наблюдений с использованием вертикального зондирования ионосферы, проводившихся на больших широтах до 1956 г., позволили найти 47

весьма вероятных эффектов РСА в 1938–1955 гг. и отождествить 32 из них с наблюдавшимися или гипотетическими протонными вспышками. (Под «гипотетическими» подразумевались также не наблюдавшиеся вспышки в единственной мощной активной области, существовавшей на солнечном диске в день появления РСА.) Напомним, что в это время ещё не существовало единой Службы Солнца, и пропуск мощной вспышки был вполне вероятен. Поэтому иногда событие вспышки диагностировалось по косвенным признакам. Тем не менее, эти результаты стали основой Каталога солнечных протонных событий (Catalog of Solar Particle Events, Dodson et al., 1975).

Другим способом регистрации предположительно протонных событий были наблюдения радиовсплесков, в особенности всплесков IV типа. В работе (Křivský and Krüger, 1966) исследовалось поведение 190 таких всплесков за период 1954–1965 гг.

И, наконец, на основе прямых наблюдений на космических аппаратах были подготовлены три каталога большим коллективом под общим руководством Ю.И. Логачева (Bazilevskaya et al., 1990; Sladkova et al., 1998; Logachev et al., 2014). На основе протонных измерений на спутниках GOES и IMP-8, данных нейтронных мониторов и рентгеновских измерений GOES создана база данных, объединяющая информацию о протонных возрастаниях у Земли и их возможных солнечных источниках. За 28 лет (1975–2003 гг.) выделено 1144 протонных события с энергией >10 МэВ. Более половины из них удалось достаточно надёжно связать с рентгеновскими вспышками (см. рис. 6.6, взятый из работы (Белов и др., 2005)).

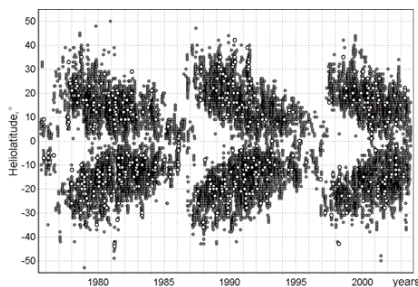


Рис. 6.6. Бабочки Маундера для всех рентгеновских вспышек (серые точки) и вспышек, связанных с протонными возрастаниями (светлые кружки).

Статистический анализ показывает, что вероятность наблюдения солнечных протонов у Земли и величина их максимального потока сильно зависят от мощности вспышки.

При этом корреляция среднегодовых чисел рентгеновских и протонных вспышек очень высока (коэффициент корреляции $\rho = 0.933$).

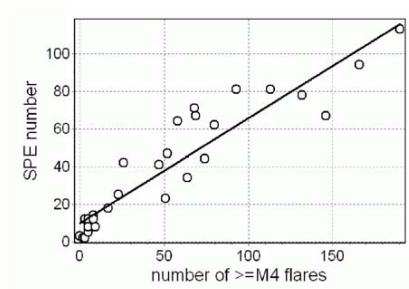


Рис. 6.7. Диаграмма связи годового числа солнечных протонных событий (SPE) и рентгеновских вспышек балла выше M4.

После всех удобно расположенных (западных) вспышек с рентгеновским баллом $>X5$ регистрируются протонные возрастания. Протоны приходят к Земле с задержкой от 4 часов до двух суток, и величина задержки определённо зависит от гелиодолготы вспышки.

Число солнечных вспышек подчиняется 11-летней периодичности, более или менее согласованной с периодичностью солнечных пятен. Однако крупные солнечные вспышки могут иногда происходить и вне максимума или даже в самом минимуме 11-летнего цикла пятен.

Существует ещё два понятия, не слишком распространённые и не слишком достоверные.

Гомологическими вспышками принято называть вспышки, которые очень похожи как по структуре светящейся области, так и по характеру их развития. Типичными примерами таких вспышек были вспышки 13 и 16 мая 1981 г. и 02, 04 и 07 августа 1972 г. Обычно они происходят в одной и той же области. Их сходство, скорее всего, указывает на то, что общая структура магнитного поля, по крайней мере, в фотосфере и нижней хромосфере, не сильно изменяется даже после очень мощных вспышек. Более подробно они анализируются в работах (Слоним и Кулешова, 1983; Сидоров и др., 2010).

Другое специфическое понятие – это *симпатические вспышки*. Этот термин принято обозначать вспышки, которые становятся ярче под влиянием возбуждения, генерируемого другой вспышкой. Проблема существования и природы одновременных вспышек в далеко разнесённых местах на Солнце возникла после обнаружения Ричардсоном в 1936 году одновременных эрупций в местах, удалённых друг от друга на значительные расстояния. Позже появился термин “симпатические вспышки”, что точнее отражает механизм генерации одновременных парных вспышек посредством влияния вспышки в одной активной области на другую активную область.

Наиболее детальное исследование вспышечно-связанных событий между группами пятен и флоккулами в линии H_{α} выполнено М.Б. Огирь (Крымская астрофизическая обсерватория) по собственным трех-четырёхчасовым наблюдениям за 1978–1980 гг. (Огирь, 1980, 1981, 1982). Вспышки в одной группе пятен происходили обязательно синхронно со вспышками в других группах пятен. Автор делает вывод, что активность каждой группы связана с активностью всех других групп на Солнце. Средние скорости передачи возмущений равны $V = 1000\text{--}2500$ км/с. Большой обзор наблюдений и интерпретации симпатических вспышек был опубликован в работе (Голубчина, 2001).

Общую энергию вспышек оценить трудно. Пока не было прямых измерений, использовался *обобщенный индекс вспышки*.

Обобщенный индекс вспышки, учитывающий её ионизирующее, H_{α} и радиоизлучение, был введен Додсон и Хедеман (Dodson and Hedeman, 1971, 1975) для характеристики вспышечных явлений. Он определяется по формуле:

$$(CFI) = A + B + C + D + E,$$

где: A – величина ионизирующего излучения по шкале 1–3, определяется по величине связанного с ним внезапного ионосферного возмущения;

B – балл вспышки в H_{α} по шкале 1–3 (цифрой 3 обозначаются вспышки балла 3 и 4);

C – логарифм потока радиоизлучения на $\lambda = 10$ см в единицах 10^{-22} Вт/м²Гц;

D – эффекты в динамическом спектре радиоизлучения: всплеск II типа – 1, континуум – 2, всплеск IV типа – 3;

E – логарифм потока радиоизлучения на частоте 200 МГц в тех же единицах, что и C .

Последовательность этих пяти компонентов составляет примерный профиль излучения вспышки от коротких до длинных волн. Величина индекса из-

меняется в пределах от 0 до 17, причем значения >10 соответствуют вспышкам с необычно сильным электромагнитным излучением. Этот индекс полезен, главным образом, при характеристике особенно значительных, сложных вспышек и был специально рассчитан для наиболее мощных вспышек 1955–1969 гг. и 1970–1974 гг.

Важнейшей количественной характеристикой вспышечной активности является энергетика вспышек. Оценки энергии звёздных и солнечных вспышек показывают, что распределения их интегральных по времени значений энергий могут быть представлены степенной функцией: $N \sim E^{-\beta}$ (Сотникова и Файнштейн, 2013).

Энергетический спектр вспышек Солнца, т.е. зависимость частоты вспышек с некоторой полной энергией излучения от значения этой полной энергии, можно строить для короткого интервала времени (год). Из рисунка 6.8. видно, что связь между $\lg N$ и $\lg E$ близка к линейной, а слабые вспышки обнаруживают резкий завал. Исходя из линейного участка соотношения $\lg N - \lg E$, можно определить показатель степенного спектра β как наклон прямой в двойных логарифмических координатах, что и соответствует степенной функции $N \sim E^{-\beta}$.

Иногда эту связь выражают в виде $dN/dE \sim E^{-\alpha}$, то есть $E^{-\beta-1}$.

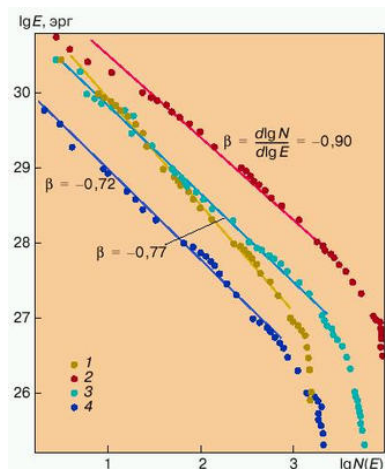


Рис. 6.8. Интегральные энергетические спектры для эпох: 1 – подъем (1977–1978 годы); 2 – максимум (1979–1982 годы); 3 – спад (1983–1985 годы), 4 – минимум 11-летнего цикла (1986–1987 годы). Наклон линейного участка дает показатель спектра β . Рисунок взят из монографии (Сотникова и Файнштейн, 2013).

Степенной энергетический спектр был найден для солнечных оптических вспышек. Универсальность такого распределения была доказана и для солнечных вспышек рентгеновского диапазона (1–8 Å), причём показатель энергетического спектра β заметно изменялся в течение цикла. Энергетические спектры солнечных вспышек в области мягкого рентгеновского излучения были построены для трёх циклов солнечной активности, и обнаружена четкая корреляция спектральных индексов с фазой солнечного цикла (рис. 6.9).

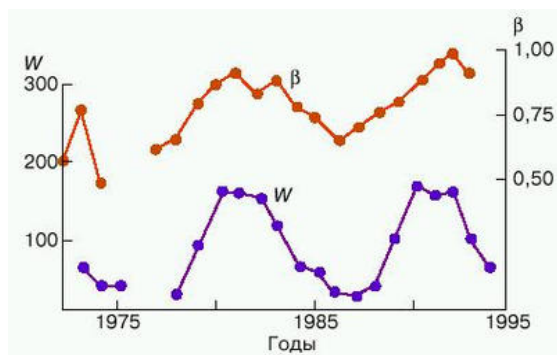


Рис. 6.9. Изменение показателя β интегрального энергетического спектра рентгеновских вспышек в течение двух циклов солнечной активности (W – числа Вольфа). Рисунок взят из монографии (Сотникова и Файнштейн, 2013).

Совпадение энергетических спектров вспышек звезд и Солнца по степенной зависимости и по спектральному индексу свидетельствует об идентичности физической природы вспышечной активности этих объектов, а изменение спектрального индекса β с фазой 11-летнего цикла Солнца можно считать фундаментальной зависимостью в теории вспышек.

Эта зависимость очень важна для оценки вероятности возникновения супервспышек, то есть вспышек с энергией 10^{34} – 10^{36} эрг.

На рисунке 6.10 показана сводная зависимость числа вспышек разной мощности, объединённая с аналогичной зависимостью, полученной в работе (Maehara et al., 2012) по наблюдениям звёзд солнечного типа. Рисунок взят из работы (Shibata et al., 2013).

Значения α составляют 1,5–1,8, что согласуется со значениями β , приведёнными на рисунке 6.9. Исходя из рисунка и аппроксимационной формулы, следу-

ет, что частота супервспышек составляет 800–5000 лет. Поэтому есть основания полагать, что такие сверхмощные вспышки с энергиями 10^{34} – 10^{35} (что в 100–1000 раз превышает энергию зарегистрированных до сих пор вспышек) могут происходить и на Солнце с периодичностью 800–5000 лет. Заметим, что СМЕ от такой вспышки может иметь скорость до 6000 км/с, массу 10^{18} г и магнитное поле на расстоянии 1 а.е. до 1000 нТ.

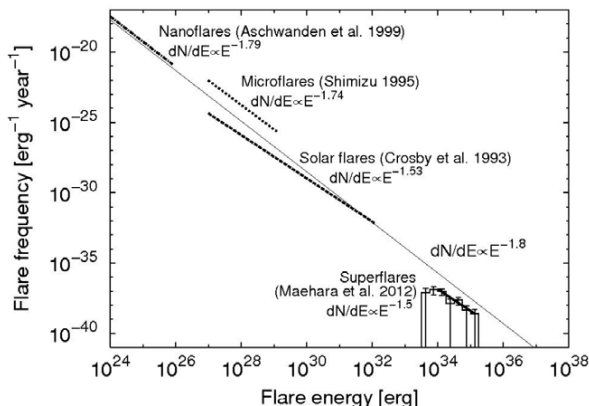


Рис. 6.10. Сводная зависимость числа вспышек разной мощности.

С другой стороны, наблюдаемые сегодня на Солнце магнитные поля не дают оснований для возникновения вспышек с энергией 10^{36} эрг и выше. В самом деле, если мы представим себе пятно в виде куба со стороной 100 тысяч километров и напряжённостью внутри него 5000 Гс (что можно считать абсолютно превышающим все наблюдаемые параметры), только тогда мы получим энергию 10^{36} эрг. Ни при каких параметрах механизм динамо на современном Солнце не может решить эту проблему. Необходима генерация гораздо более сильных полей и на порядок больших размеров пятен. Но и тогда не понятно, как можно всю эту гигантскую энергию быстро преобразовать в кинетическую, электромагнитную и корпускулярную. Поэтому природа сверхмощных вспышек остается нерешённой.

Подробное изложение теории вспышек выходит за пределы настоящей книги. Этой теме посвящено много обзоров. Из относительно недавних можно упомянуть монографии (Филиппов, 2007; Сотникова, 2013). В целом вспышка представляет собой очень сложное явление, до сих пор не имеющее полного объяс-

нения. Что мы определённо знаем? Вспышка, несомненно, является магнитным явлением, и весь процесс возникновения и развития вспышки определяется магнитными процессами. В настоящее время считается практически доказанным, что вспышка возникает в результате пересоединения магнитных полей. Но по-прежнему остается неясным целый ряд вопросов. В частности, продолжается дискуссия относительно области первичного выделения энергии: происходит ли оно в верхних слоях или непосредственно на уровне фотосферы. Очевидно, что вспышки происходят в сложных структурах при наличии очень высоких градиентов напряжённости магнитного поля. Однако до сих пор не ясно, достаточно ли сложности для самопроизвольного возникновения вспышки (то есть, является ли вспышка стохастическим процессом, реализующимся при наличии определённых условий) или, кроме этого, необходим дополнительный толчок в виде всплывающего магнитного потока, перемещение вещества непосредственно в области вспышки, колебательные процессы в хромосферных волокнах. В качестве возможных механизмов привлекались солитоны, внешний толчок, самоорганизованная критичность, теория катастроф (подробнее см. монографию (Могилевский, 2001)). Определенно ясно, что, во всяком случае, на уровне фотосферы после вспышки не происходит сколько-нибудь значительного уменьшения суммарной энергии поля.

6.3. Корональные выбросы массы

Наконец, следует упомянуть третий параметр глобальной активности – это корональный выброс массы. Он во многом аналогичен вспышкам и также является относительно кратковременным нестационарным явлением, при котором в межпланетное пространство выбрасывается гигантское облако плазмы. Принципиальное отличие от вспышки состоит в том, что корональный выброс массы охватывает значительную часть поверхности Солнца. Пока не ясно, всегда ли в основе КВМ лежит хотя бы небольшая вспышка или это совершенно независимое явление. Впрочем, большие вспышки, как правило, сопровождаются КВМ. Когда КВМ летит непосредственно в сторону Земли, по чисто геометрическим причинам он выглядит как гало вокруг Солнца и носит название гало-КВМ.

Корональные выбросы массы (Coronal Mass Ejection – CME) являются наиболее мощными проявлениями солнечной активности. Они представляют собой распространяющиеся от Солнца крупномасштабные магнитоплазменные

структуры, имеющие довольно часто форму расширяющейся при удалении от Солнца магнитной петли.

Некоторые статистические свойства КВМ мы приводим здесь на основе обзоров (Gopalswamy, 2004) и (Кузнецов, 1994, 2006).

Частота появления КВМ составляет 1.5–2.1 КВМ/день (Kahler, 1987; Webb, 1991).

Таблица 6.3. Статистические свойства КВМ.

Коронаграф	OSO-7	Skylab	Solwind	SMM	LASCO
Период наблюдений	1971	1973–74	1979–85	1980,84–89	1996–2003
Поле зрения (R_{\odot})	2,5–10	1,5–6	3–10	1,6–6	1,2–32
Число зарегистрированных КВМ	27	115	1607	1206	8008
Средняя скорость (км/с)	–	470	460	350	489
Средний размер (град.)	–	42	43	47	47
Масса (10^{15} г)	–	6,2	4,1	3,3	1,6

Среднегодовое значение размера КВМ, не имеющих вид гало, изменялось от 47° до 61° ; в период солнечного минимума средний размер наименьший; он максимален непосредственно перед максимумом цикла и затем уменьшается. На фазе роста 23-го цикла солнечной активности средний размер КВМ, с учётом всех КВМ, составил 72° .

Обычно движение КВМ является радиальным. Довольно часто оно проходит вдоль коронального луча, который сильно деформируется или разрушается под действием выброса. Наблюдались, однако, случаи и не радиального распространения КВМ.

Таблица 6.4. Физические параметры в КВМ.

Структуры КВМ	T, K	N, cm^{-3}	B, Гс
Фронтальная область	$\sim 10^6$	$10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$, нижняя корона ($1-3$) $\cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$, корона	$\sim 1-5$ ($R \approx 2 R_{\odot}$)
Полость	$\sim 10^6$	$< 10^8$	$< 1-10$
Ядро (протуберанец)	4000–8000	$10^{10} - 10^{11}$	1–100

Масса КВМ, уходящая в межпланетное пространство, составляет обычно $10^{15} \div 10^{16}$ г. Она имеет корональное происхождение, и разрежения, наблюдаемые в нижней короне (так называемые димминги), обусловлены эвакуацией массы КВМ.

Анализ различных видов энергии КВМ показал, что кинетическая энергия меньше потенциальной для относительно малых КВМ, но больше для относительно быстрых ($V \geq 600$ км/с). Типичное значение общей энергии КВМ составляет $10^{29} - 10^{32}$ эрг. Оно соответствует оценкам свободной магнитной энергии, которая может быть запасена в скрученном магнитном жгуте. Оценка средней кинетической энергии КВМ даёт значение $2,4 \cdot 10^{30}$ эрг, в то время как средняя потенциальная энергия КВМ оценивается как $2,5 \cdot 10^{30}$ эрг.

Н. Гопалсвами (Gopalswamy, 2016) подробно изложил историю исследований КВМ. По его оценкам, скорость КВМ не может превышать 4000 км/с (Gopalswamy et al., 2010), а энергия не превышает 10^{36} эрг, даже если источником будет самая большая из наблюдавшихся в истории активных областей с самым большим когда-либо наблюдавшимся магнитным полем. До сих пор самая большая энергия ($1,2 \cdot 10^{33}$ эрг) была зарегистрирована у КВМ 28 октября 2003 г. (Gopalswamy et al., 2005). Заметим, впрочем, что в супервспышках (описанных выше) КВМ может иметь скорость до 6000 км/с, массу 10^{18} г и магнитное поле на расстоянии 1 а.е. до 1000 нТ.

6.4. Вспышки и КВМ

Статистический анализ более ранних исследований показал, что 40% КВМ сопровождалась H_{α} -вспышками и почти все вспышки (90%) с H_{α} -выбросами были связаны с КВМ. Вероятность связи КВМ–вспышка возрастает с длительностью вспышки и составляет 26% для вспышек длительностью < 1 часа и 100% для вспышек длительностью > 6 часов.

Корональные димминги – это видимые в ультрафиолетовом диапазоне потемнения, которые обусловлены относительным дефицитом корональной массы или меры эмиссии по сравнению с условиями перед КВМ. Такой дефицит возникает при разрежении корональной плазмы после «эвакуации» КВМ. Димминги являются эффективным средством диагностики ранней стадии КВМ. Связанное с ними уменьшение яркости может достигать 20% от первоначального значения.

Существует несколько доказательств того, что димминги связаны именно с уходом массы из области потемнения, а не с охлаждением плазмы.

Глава 7. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ СОЛНЦА

7.1. Введение

Анализу дифференциального вращения Солнца посвящено огромное количество публикаций. Это неудивительно, поскольку дифференциальность солнечного вращения оказалась самым первым по времени открытия астрофизическим законом и была описана ещё Шейнером в 1630 г. Солнечное вращение, несомненно, является основным механизмом генерации магнитных полей на Солнце и вообще солнечной активности. В последние годы количество публикаций увеличилось и в связи с тем, что в анализ включены новые трассеры, ранее не использовавшиеся для изучения вращения Солнца. В этой главе, не претендуя на полноту, мы хотели бы обратить внимание на ряд до сих пор не решённых вопросов. Мы обсудим в основном экспериментальные данные о крупномасштабной структуре дифференциального вращения, и, в особенности, довольно острый и не решённый до сих пор вопрос о связи характеристик дифференциального вращения с уровнем солнечной активности.

В настоящее время основной (можно назвать её общепринятой) концепцией в проблеме генерации магнитного поля на Солнце является механизм динамо, в котором магнитное поле является следствием дифференциальности вращения Солнца. Этот механизм был предложен Ю. Паркером (Parker, 1955) и в дальнейшем с некоторыми уточнениями и изменениями (модель Бэбкока-Лейтона) сохранился в виде альфа-омега динамо (Прист, 1985) до нашего времени. Построено огромное количество моделей. Последний, довольно полный обзор содержится в работе (Cameron et al., 2016a). Большая часть этих моделей являются кинематическими или полукачественными. Они описывают общую структуру движений и возникновение цикличности в магнитном поле Солнца. При этом вопрос об ожидаемой высоте цикла и его продолжительности всё ещё не получил окончательного решения.

При этом кажется естественным, что активность Солнца и солнцеподобных звёзд находится в прямой зависимости от скорости их вращения. Это интуитивное предположение, подкреплённое теоретическими расчетами (см., например, (Пипин, 2015)), прекрасно подтверждается при анализе активности солнцепод-

добных звёзд – активность вспыхивающего типа падает с ростом периода вращения звезды (Maehara et al., 2012; Notsu et al., 2013; Katsova and Livshits, 2015).

В этой главе, наряду с общим обсуждением наблюдаемых данных о дифференциальном вращении, мы обратим особое внимание на существование противоположного эффекта, при котором существует отрицательная корреляция между различными видами солнечной активности и скоростью вращения Солнца. Этот эффект наблюдается как для внутрициклических вариаций, так и на вековом уровне. Сегодня существует уже немало публикаций, где был замечен этот эффект, но до сих пор отсутствует его адекватное теоретическое объяснение.

Разумеется, эти два эффекта резко различаются по своей природе и по мощности. В первом случае мы имеем дело с реальной генерацией магнитного поля в результате действия гидромагнитного динамо, а в случае второго, существенно более слабого эффекта, речь идёт об относительно малых вариациях структуры поля скоростей, обнаруживаемой в основном в поверхностных слоях.

Используем традиционную запись формулы Фая для дифференциального вращения

$$\omega = a + b \sin^2 \varphi, \quad (7.1)$$

где a – угловая скорость вращения Солнца на экваторе, b – дифференциальность, или коэффициент дифференциальности, φ – широта. Часто для b (особенности, в англоязычной литературе) употребляется выражение "градиент угловой скорости с широтой". В пределах настоящей главы под ω и под скоростью вообще всегда, кроме специально оговоренных случаев, будет пониматься сидерическая скорость вращения, измеряемая в градусах в сутки. Таким образом, установление закона дифференциального вращения, по существу, сводится к экспериментальному определению величин a и b . Эта задача была бы довольно простой, если бы на самом деле зависимость типа (7.1) была одной и той же для всех наблюдаемых объектов на Солнце. В действительности как a , так и b зависят от очень многих параметров. В первую очередь a и b зависят от высоты в атмосфере Солнца, на которой располагается обследуемый нами объект или, как его ещё называют, трассер. При этом следует иметь в виду, что сам трассер может располагаться на одной высоте, а движение, управляющее трассером, может соответствовать совсем другому уровню в атмосфере. В частности, есть все основания полагать, что скорость вращения трассеров в короне определяется не вращением короны, а вращением глубоких слоев, где укоренены арки магнитных

дуг, которые наблюдаются в короне. Второй группой параметров, определяющих собой величины a и b , являются характерные времена жизни трассеров и их характерные размеры. Есть много свидетельств того, что долгоживущие объекты имеют совсем другие законы вращения, нежели короткоживущие. То же относится и к характерным размерам.

Третий круг вопросов, связанных с определением закона дифференциального вращения, включает в себя зависимость от фазы солнечного цикла. Неоднократно обращалось внимание на то, что практически все законы на Солнце имеют зависимость от фазы цикла, и никоим образом закономерности, установленные для одной фазы цикла, нельзя переносить на другую фазу. Это в полной мере относится и к законам дифференциального вращения. Наконец, ещё один важный вопрос касается методов наблюдения. Так, в частности, можно определять скорость вращения с помощью прямых наблюдений доплеровских сдвигов. Этот метод может быть наилучшим образом использован для изучения движения фотосферной плазмы. Однако при этом измерения могут относиться к слишком частным случаям. Извлечение отсюда общих характеристик вращения всей атмосферы Солнца – отнюдь не простая задача. Второй, более распространённый метод – определение скорости вращения с помощью трассеров.

В качестве опорного закона мы всюду в дальнейшем будем использовать закон дифференциального вращения, полученный в работе (Newton and Nunn, 1951) на основании анализа движений одиночных долгоживущих и рекуррентных солнечных пятен за 1878–1944 гг.:

$$a = 14,38; \quad b = -2,77. \quad (7.1a)$$

При таких значениях стандартный синодический период 27.275 дней (так называемый Кэррингтоновский период) и соответствующий ему сидерический период 25.38 дней определяются вращением Солнца в середине зоны солнечных пятен на широте 16° (Newton and Nunn, 1951).

Результаты непосредственных измерений скорости вращения фотосферной плазмы доплеровским методом за период 1967–1982 гг. приведены в работе (Howard et al., 1983) для более сложного закона дифференциального вращения

$$\omega = a + b \sin^2 \varphi + c \sin^4 \varphi \quad (7.2)$$
$$a = 14,192; \quad b = -1,70; \quad c = -2,36.$$

Сравнение с законом Ньютона-Нанна показывает, что фотосферная плазма вращается на экваторе с меньшей скоростью и имеет несколько меньшую диф-

ференциальность. Указанное отличие подмечено довольно давно и, по-видимому, является достоверным (Foukal, 1979; Schroter, 1985).

Не решён пока вопрос об изменении a в зависимости от высоты в атмосфере Солнца в пределах фотосферных слоёв. В работе (Balthasar, 1983) было получено значение $\partial a / \partial Z = 3,5 \cdot 10^{-4}$ град./сут. на один километр высоты. Однако в другой работе того же автора (Balthasar, 1984), а также в работах (Pierce and Lorepresto, 1984; Livingston and Duvall, 1979) не обнаружено каких-либо определенных значений $\partial a / \partial Z$, хотя в хромосфере на уровне образования H_{α} и K_3 скорость уже на 1,5–7,0% выше, чем в фотосфере.

7.2. Циклическая вариация скорости вращения Солнца

Метод усреднения характеристик вращения Солнца по пятнам позволяет охватить наиболее длинные промежутки времени (вплоть до 100 лет). Часто приводят средние значения за несколько циклов, игнорируя при этом возможность изменения законов вращения с фазой цикла. Эти средние значения очень хорошо согласуются друг с другом. Так, в опубликованной в обзоре (Schroter, 1985) сводке результатов семи работ только в работе (Lustig and Dvorak, 1984) значение a отличается от (7.1.а) на 0,13 и значение b – на 0,3. Остальные работы дают результаты, еще более близкие (разброс по a меньше 0,03, а по b – меньше 0,2). Для сравнения укажем, что при исследовании вращения фотосферной плазмы разброс составляет 0,94 по a , 0,49 по b и 0,82 по c .

Существует явная зависимость характеристик вращения от возраста группы, используемой как трассер. Эта зависимость заметна уже в первые дни существования группы. В работе (Ternullo et al., 1981) изучалось вращение для рекуррентных групп с возрастом до восьми суток. Оказалось, что вращение Солнца, определённое по группам в возрасте 5 суток, является медленным и почти твердотельным; затем и скорость и дифференциальность возрастают.

На больших временных интервалах начинает преобладать торможение. Так, в работе (Godoli and Mazzusconi, 1979) авторы проследили рекуррентные группы на протяжении четырех оборотов и показали, что с каждым оборотом скорость вращения на всех широтах падает. В работе (Gokhale and Hiremata, 1984) на данных за 1923–1954 гг. показано, что группы пятен сначала ускоряются на ранней стадии своей жизни, затем замедляются, и суммарный эффект за все время жизни представляет собой замедление. Правда, анализ, выполненный по циклам, дал торможение в 17-м и 16-м циклах и общее ускорение в 16-м цикле, но в целом по

всей генеральной совокупности 1923–1954 гг. преобладает общее торможение групп пятен за время их жизни. Такой же результат получен и в работе (Balthasar et al., 1986), где анализируются группы пятен за 1874–1939 гг. Для больших групп со временем жизни 2 оборота торможение составляет $0,0594 + 0,0303^\circ/\text{сут.}$ за оборот, а для групп со временем жизни более 3 оборотов оно уже $0,2008 + 0,0557^\circ/\text{сут.}$ за оборот. Таким образом, за несколько оборотов скорость очень долго существующей группы пятен должна стать равной скорости вращения фотосферной плазмы (Howard et al., 1983) (см. выше, формулу 7.2).

На основании анализа ежедневных доплеровских измерений за период 1967–1976 гг. Р. Говард (Howard, 1976) пришел к выводу, что a достигает максимума именно в минимуме цикла в 1976 г. Зависимость, полученная Р. Говардом, близка к аналогичной зависимости для пятен. В более поздней работе (Howard et al., 1984) авторы проанализировали зависимость характеристик вращения индивидуальных пятен внутри групп. Оказалось, что экваториальная скорость вращения падает для пятен большей площади. Экваториальная скорость вращения отчетливо растёт вблизи минимума цикла, а дифференциальность резко уменьшается за 1–2 года до минимума. Авторы работы (Belvedere et al., 1977) приходят к ещё более общему утверждению, что на всех уровнях в атмосфере Солнца объекты с меньшими размерами и меньшими временами жизни вращаются быстрее, чем крупномасштабные долгоживущие объекты.

С некоторой осторожностью можно сказать, что данные М. Тернулло, охватывающие наблюдения разных трассеров в течение 11 лет (Ternullo, 1987), как будто бы указывают на тенденцию обратной связи между скоростью вращения на экваторе и уровнем солнечной активности. В целом, для более активных образований дифференциальность $|b|$ больше, а экваториальная скорость a меньше.

Ситуация является несколько более определённой при использовании солнечных пятен как трассеров для определения скорости вращения. К тому же выводу пришли авторы в работе (Hathaway and Wilson, 1990): чем меньше пятен на диске, тем выше скорость вращения. Анализ данных Национальной астрономической обсерватории Японии за 1954–1986 гг. (Kambry and Nishikawa, 1990) показал, что экваториальная скорость вращения постепенно уменьшается от начала цикла (то есть в минимуме) к его концу. Р. Говард (Howard, 1984) продолжил исследования, начатые в работе (Gilman and Howard, 1984), и показал, что максимальные отклонения среднегодовых значений скорости вращения солнечных пятен от среднего за весь период наблюдений 1921–1982 гг. достигаются в минимумах циклов.

Тем не менее, результаты, полученные по пятнам, нуждаются в проверке по распределенным по поверхности индексам активности. К таким объектам относятся крупномасштабное магнитное поле и излучение короны.

Одним из возможных методов является анализ вариации вращения гелиосферной секторной структуры и связанной с ними линии раздела полярностей глобального магнитного поля (Обридко и Шельтинг, 2000а,б). Было показано, что вращение замедляется с ростом активности локальных магнитных полей и, наоборот, при уменьшении активности угловая скорость вращения растёт. Это никак нельзя объяснить широтной вариацией солнечной активности (бабочки Маундера), поскольку при этом мы должны были бы наблюдать обратный эффект.

Для анализа долговременных вариаций вращения использовался синтетический ряд характеристик глобального магнитного поля, полученный по прямым и косвенным данным с 1915 года (Obridko and Shelting, 2001). Рассчитанные ряды суточных значений глобального магнитного поля на центральном меридиане на всех широтах от 50N до 50S разлагались в ряд Фурье с дробными гармониками и двойной точностью. Расчёты выполнялись для окна длиной в 3 года. Это обеспечивает спектральное разрешение 0.21 дня. Затем проводилась аппроксимация полиномом второй степени, и находился максимум полученной сглаженной кривой. Эффективный синодический период вращения считался равным значению, при котором сглаженный Фурье-спектр достигает максимума. Такая процедура давала точность определения эффективного периода ~ 0.1 дня.

Синодические периоды вращения и даты соответствующих характерных точек циклов показаны ниже в таблице 7.1 последовательно: номер цикла N , дата максимума M , период вращения в максимуме T_M , дата минимума m , период вращения в минимуме T_m и отношение периода вращения в максимуме к периоду вращения в последующем минимуме T_M/T_m .

Тенденция обратной связи между скоростью вращения и активностью подтверждается и внутри циклов. Период вращения в максимумах циклов, как правило, выше, чем в минимумах.

Отношение T_M/T_m выше единицы в шести случаях из семи. Единственным исключением является 19 цикл, в котором наблюдался необычно высокий максимум активности. Среднее значение отношения составляет 1.0137, то есть период вращения в максимуме в среднем больше, чем в минимуме на 0.3–0.4 дня.

Этот результат был подтвержден по Гринвичским данным о группах солнечных пятен в работе (Brajša et al., 2006).

Таблица 7.1. Характеристики вращения в солнечных циклах.

N	M	T_M	m	T_m	T_M/T_m
15	1917	28.7	1923	26.8	1.071
16	1928	27.4	1932	27.3	1.004
17	1937	28.0	1944	27.8	1.007
18	1947	29.1	1953	28.9	1.007
19	1957	28.3	1963	28.4	0.996
20	1968	27.4	1975	27.3	1.004
21	1980	29.2	1986	28.1	1.004

Наконец, раздельный анализ вращения по полушариям показал, что более активное полушарие вращается медленнее и, наоборот, в более быстро вращающемся полушарии активность ниже (Obridko and Shelting, 2001).

Утверждение, что более активное полушарие вращается медленнее, также подтверждено рядом исследований: по солнечным пятнам (Gigolashvili and Khutsishvili, 1990), по крупномасштабным магнитным полям (Antonucci et al., 1990), по вращению короны (Parker et al., 1982; Parker, 1987) и по глобальным магнитным полям (Hoeksema and Scherrer, 1987).

Заметим, что в период Маундеровского минимума (1645–1710 гг.) южное полушарие было значительно более активным. Отсюда можно высказать осторожное предположение, что южное полушарие в этот период вращалось медленнее, чем северное.

Альтернативные результаты, правда, по существенно более коротким реализациям получил Я. Стенфло (Stenflo, 1990), изучавший вариации скорости вращения фотосферных магнитных полей по 26-летним синоптическим данным. Он не нашёл существенных отклонений от предварительно определённой скорости квази-твердотельного вращения. В работе (Hoeksema and Scherrer, 1987) по данным наблюдений на магнитографе WSO также не обнаружено заметных вариаций вращения поля на поверхности источника в 21-ом цикле.

Поскольку 21 цикл был последним в таблице 7.1 (Obridko and Shelting, 2001), интересно было продолжить исследование, также используя данные WSO. В данном случае использовались наблюдения магнитного поля Солнца как звезды (http://wso.stanford.edu/meanfld/MF_timeseries.txt). Как и в предыдущей работе, ряд суточных значений магнитного поля разлагался в ряд Фурье. Расчёты выполнялись для окна длиной в 3 года со сдвигом в один год, а синодический

период вращения считался равным значению, при котором Фурье-спектр достигает максимума.

Полученные результаты представлены на рисунке 7.1. Открытыми кружками показаны числа солнечных пятен, заполненными – синодический период вращения. В качестве данных о числах солнечных пятен для единства статьи и возможности сравнения с другими рисунками использовалась старая версия, существовавшая до 2015 года (Version 1, см. <http://sidc.oma.be/silso/versionarchive>). Видно, что во всех циклах период вращения возрастает вблизи максимума, а точнее, на фазе роста, за 1–2 года до календарной даты максимума. Среднее отношение T_M/T_m для индекса «Солнце как звезда» составило 1.06. Цикл 21, действительно, в согласии с результатами (Hoeksema and Scherrer, 1987) выглядит несколько по-особому, однако и в нём период вращения в момент максимума выше, чем в последующем минимуме.

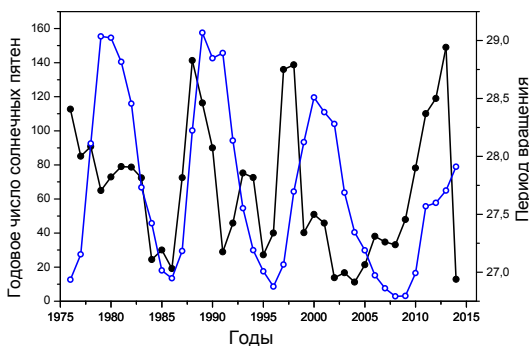


Рис. 7.1. Зависимость числа солнечных пятен (открытые кружки) и синодического периода вращения (заполненные кружки) от времени.

Другим пространственно распределённым трассером солнечного вращения может служить яркость зелёной корональной линии (Coronal Green Line Brightness – CGLB). В работах (Макаров и Тлатов, 1997; Makarov et al., 1997) показано, что экваториальная скорость вращения солнечной короны увеличивается к минимуму цикла. Кроме того, усиливается дифференциальность вращения. А.Г. Тлатов (1997) проанализировал дифференциальное вращение красной короны ($\text{FeX } \lambda 6374 \text{ \AA}$) по наблюдениям с 1957 по 1994 гг. и подтвердил зависимость вариации экваториальной скорости вращения от фазы солнечного цикла. Максимальная скорость вращения достигается в минимуме цикла. В работе (Anto-

nucci and Svalgaard, 1974) было показано, что период вращения короны на высоких широтах уменьшается на нисходящей ветви цикла, а своего наибольшего значения достигает на восходящей ветви. С. Томчик и Д. Хасслер изучили скорость вращения белой короны (Tomczyk and Hassler, 1997) и показали, что она меняется с фазой солнечного цикла, однако это изменение наиболее заметно в высоких широтах. С другой стороны, Я. Рыбак (Rybak, 1994) не нашёл заметных циклических вариаций вращения зелёной солнечной короны.

В цикле работ (Badalyan, 2009, 2010; Badalyan and Sýkora, 2005; Badalyan et al., 2005, 2006) также исследовалось вращение зелёной короны. Подтверждена циклическая вариация вращения, причём максимальные значения периода (то есть минимальные скорости) достигаются вблизи дат максимумов циклов солнечной активности (1947, 1959, 1968, 1979, 1999, 2000 гг.). Оказалось, что в более высоких широтах эта вариация выражена сильнее. По приведённым в работе данным можно показать, что для высоких широт среднее отношение T_M/T_m составляет 1.12.

7.3. Вариация скорости вращения Солнца на столетнем масштабе

Анализ вариации вращения гелиосферной секторной структуры и связанной с ней линии раздела полярностей глобального магнитного поля (Обридко и Шельтинг, 2000 а,б) показал, что существует долговременная вариация, причём наименьшая скорость вращения достигается в середине 20-го столетия во время наиболее высоких 18-го и 19-го циклов.

Можно сформулировать достаточно достоверно обнаруживаемое общее свойство вращения секторных структур: повышение уровня активности сопровождается уменьшением скорости вращения и, наоборот, скорость вращения выше при более низкой активности. Это подтверждается как внутри 11-летнего цикла, так и на большем временном масштабе. В период, когда на Солнце наблюдались высокие 18-й и 19-й циклы активности, скорость вращения была наименьшей.

Выше, на рисунке 2.5 показан период вращения глобального поля, усреднённый по 3-летним интервалам и по всем широтам (Obridko and Shelting, 2001). Проведена аппроксимирующая кривая как полином 6 степени. Видно увеличение периода вращения (то есть уменьшение угловой скорости) в середине XX столетия.

Увеличение периода вращения в середине XX века, возможно, является следствием 55-летнего цикла активности, на который обратили внимание авторы в работе (Makarov et al., 1997), и цикла вращения солнечных пятен (Yoshimura and

Kambry, 1993). В работе (Kambry and Nishikawa, 1990) было показано, что дифференциальное вращение в низком 20-м цикле выше, чем в мощном 19-м цикле. Б. Мендоса обнаружил положительную корреляцию между скоростью вращения и длиной цикла активности для циклов 12–20 (Mendoza, 1999). При этом длина цикла, в свою очередь, отрицательно коррелирует с высотой цикла.

В работе (Li et al., 2014) утверждается, что скорость вращения Солнца постепенно уменьшается, начиная с 12-го цикла. Это противоречит нашим результатам. Однако, исходя из того, что уровень солнечной активности (средняя площадь групп пятен) непрерывно нарастает, начиная с 12-го цикла (при этом практически игнорируется рост активности в середине XX столетия и последующий спад), они также пришли к выводу об отрицательной корреляции скорости вращения Солнца и уровня солнечной активности, что согласуется с нашим общим выводом.

В работе (Zhang et al., 2015), анализируя вращение активных долгот солнечных рентгеновских вспышек, авторы также пришли к выводу о постепенном ускорении вращения Солнца, начиная с 90-х годов прошлого столетия. Ранее на постепенный спад скорости вращения Солнца вплоть до 90-х годов прошлого столетия указывали Л.Л. Кичатинов с соавторами (Kitchatinov et al., 1999). Они также отметили, что развитая в работе теоретическая модель динамо не может объяснить вековое изменение скорости.

7.4. Обсуждение результатов

Таким образом, можно считать вполне достоверным, что увеличение солнечной активности сопровождается уменьшением скорости вращения Солнца. Этот эффект был установлен по различным индексам и проявляется в виде циклической и вековой вариации в глобальном магнитном поле, в наблюдениях магнитного поля Солнца как звезды, в наблюдениях короны.

Подчеркнём ещё раз, что наши результаты получены непосредственно из анализа глобального магнитного поля. При этом, естественно, вращение можно определять только по его неосесимметричной части. Неосесимметричная часть состоит из повернутого глобального поля (модель магнитного ротатора) и локальных полей. В расчётах, выполненных в работе (Obriдко and Shelting, 2001), вклад локальных полей минимизирован путём предварительной фильтрации. Вклад локальных полей в наблюдения магнитного поля Солнца как звезды также подавлен. Циклическая вариация глобальных полей изучена в работе (Лившиц и Обридко, 2006).

Результаты, полученные по трассерам локальных полей, в первую очередь, по пятнам, могут быть противоречивы. С одной стороны, процитированные выше работы (Hathaway and Wilson, 1990; Kambry and Nishikawa, 1990; Howard, 1984; Gigolashvili and Khutsishvili, 1990), в целом согласуются между собой. В работе (Yoshimura and Kambry, 1993) говорится о противоположной связи скорости вращения с активностью внутри циклов, однако вековое увеличение скорости в конце XX века согласуются с падением скорости вращения, полученным по глобальному полю. В работе (Javaraiah et al., 2005) также отмечена вариация скорости вращения внутри 22-летнего цикла, но не обнаружено чёткой связи между высотой цикла и скоростью вращения.

Особо следует сказать о результатах, изложенных в работах (Ribes. et al., 1987; Ribes and Nesme-Ribes, 1993), где показано, что в период Маундеровского минимума скорость вращения Солнца была значительно ниже, чем сегодня. Однако точность их измерений скорости (0.35%) существенно ниже, чем сегодня.

Вообще определение скорости вращения по пятнам – это крайне сложная и трудоёмкая процедура. С учетом того, что пятна имеют и собственные движения, необходимы непрерывные наблюдения за отобранными группами в течение достаточно длительного времени. В эпоху Маундеровского минимума наблюдения проводились нерегулярно, главным образом, в периоды усиления солнечной активности и для больших групп. Скорость вращения, определяемая по таким группам, на 1.1% меньше, чем по малым пятнам (Говард и др., 1984). В результате возникают условия для занижения определяемой по пятнам скорости вращения.

Заметим, что ранее (Eddy et al., 1976) утверждалось, что экваториальная скорость вращения Солнца в период Маундеровского минимума была на 3–4% выше, чем сегодня. Поэтому вопрос о скорости вращения Солнца в период Маундеровского минимума нельзя считать решенным.

Причины обсуждаемого эффекта пока неясны. Одно из объяснений может быть связано с тем, что в процессе генерации магнитного поля возникает эффект перераспределения углового момента по радиусу, при котором скорость вращения в верхних слоях конвективной зоны уменьшается. На фазе спада этот эффект исчезает, и скорость вращения поверхностных слоев восстанавливается.

Другое возможное объяснение основано на концепции двух типов вращения, изложенной в работах (Badalyan and Sýkora, 2005; Badalyan et al., 2005, 2006; Badalyan, 2009, 2010). Разная комбинация этих двух типов вращения может привести к кажущемуся эффекту замедления и ускорения Солнца. Однако это тоже не так просто. Локальные поля в течение цикла смещаются к экватору, ско-

рость при их использовании как трассеров нарастает, и в максимуме цикла регистрируется скорость вращения выше средней. Крупномасштабные поля образуют другую волну, идущую к полюсам. Они достигают полюса приблизительно около календарной даты минимума цикла, и скорость вращения при этом наименьшая. Оба эти эффекта противоречат наблюдаемой нами циклической вариации скорости вращения.

Существуют модели динамо, в которых соотношение между скоростью вращения (например, экваториальной) и магнитной активностью обратное (Kitchatinov et al., 1994; Tobias, 1996; Küker et al., 1999; Kichatinov et al., 1999; Пипин, 2004; Rempel, 2006). В этих моделях обсуждается антикорреляция между магнитной активностью и вращением как внутри цикла, так и на вековых интервалах. К сожалению, практически ни одна из данных моделей по разным причинам не прошла проверку временем в количественном плане, поскольку гелиосейсмология достаточно уверенно говорит об отсутствии значительных вариаций вращения в глубине конвективной зоны. С другой стороны, обсуждаемые нами эффекты, по-видимому, относятся к самой поверхности Солнца, скорее всего, не отражаются в глубинах конвективной зоны, очень слабы (порядка 1%) и, возможно, не могли быть обнаружены методами глобальной гелиосейсмологии.

7.5. Вращение короны

Таким образом, использование в качестве трассера одного из распространенных по всей поверхности Солнца индексов – глобального магнитного поля – подтверждает наличие отрицательной корреляции между скоростью вращения Солнца и уровнем активности. Следует, однако, заметить, что глобальное магнитное поле не является непосредственно измеряемым индексом, а вычисляется по наблюдениям фотосферного поля с помощью довольно сложной промежуточной процедуры. Кроме того, надёжные однородные прямые измерения фотосферного поля существуют только с 1976 года. За более ранний период данные приходится дополнительно восстанавливать с помощью вторичных косвенных связей. Поэтому следующим шагом является использование в качестве трассера ежедневных наблюдений солнечной короны (Badalyan and Sýkora, 2005; Badalyan et al., 2005, 2006; Badalyan, 2009, 2010). Интенсивность самой яркой в оптическом диапазоне эмиссионной линии короны FeXIV 530.3 нм является, несомненно, очень информативным индексом солнечной активности. Особое преимущество индекса CGLB является практически одновременная его регистрация на всех широтах. Таким образом, наблюдения зелёной корональной ли-

нии позволяют получить непрерывное числовое поле данных на всей поверхности Солнца. Это даёт возможность изучать вращение Солнца по однородному ряду данных в гораздо большем диапазоне широт, чем, например, по фотосферным трассерам. Данные о CGLB охватывают в настоящее время почти шесть циклов активности, начиная с 1939 г., и фактически представляют собой второй наиболее длинный ряд данных (после солнечных пятен) среди синоптических индексов солнечной активности.

Многочисленные исследования показали, что дифференциальное вращение в короне менее выражено, чем на фотосфере. Уже довольно давно было обнаружено, что в корональных крупномасштабных образованиях иногда наблюдается почти твердотельное вращение.

С использованием банка данных, подробно описанного в работе (Sykora, 1971a, 1992a,b) методом коррелопериодограмм найдены зависимости синодических периодов вращения для всех широт от 85S до 85N. Наличие информации о скорости вращения в большом диапазоне широт особенно важно для анализа степени дифференциальности вращения.

Вообще говоря, хотя средние значения периода T для северного и южного полушарий несколько различаются, это различие вполне находится в пределах точности определения среднего для данной широты за весь исследуемый временной интервал. На низких широтах синодический период вращения близок к 27 дням. Выше $\pm 15^\circ$ период вращения начинает увеличиваться (т.е. скорость уменьшается) и постепенно доходит до значений, несколько превышающих 29 дней. Выше 45° – 50° скорость вращения короны уже практически не меняется при увеличении широты. Таким образом, дифференциальное вращение короны существенно менее выражено, чем это обычно получается по трассерам на фотосфере или по доплеровскому смещению фраунгоферовых линий.

Ситуация несколько усложняется, если мы учитываем полную диаграмму зависимости от широты. В интервалы времени, близкие к максимумам активности, на высоких широтах скорость вращения уменьшается, а на низких широтах меняется значительно меньше. Это означает, что во временные интервалы, близкие к максимумам активности (точнее, на фазе роста, до достижения максимума), возрастает коэффициент дифференциальности вращения.

На фазе спада активности, наоборот, коэффициент дифференциальности уменьшается. Скорость вращения на высоких широтах мало отличается от экваториальной, и общий характер вращения короны близок к твердотельному.

Для объяснения ряда наблюдательных особенностей вращения короны в работе (Antonucci and Svalgaard, 1974) авторы предположили возможность сосу-

ществования твердотельного и дифференциального вращений в солнечной атмосфере. Строго говоря, наблюдаемые закономерности могут говорить как о наличии двух мод вращения, существующих одновременно и связанных с различными объектами на Солнце, так и об общем изменении характера вращения всей короны. В первом случае объекты, дающие вклад в излучение короны, распределены на Солнце, каждый по своему закону, и мы можем объяснить наблюдаемые закономерности как некий интегральный эффект. Есть все основания связать эти объекты с локальными и крупномасштабными полями. С другой стороны, все наблюдаемые эффекты можно также объяснить и изменяющимся во времени характером вращения всей короны, которое при интегрировании по времени приводит к наблюдаемому среднему закону вращения.

Первая возможность, однако, представляется значительно более логичной. Именно к выводу о возможном одновременном сосуществовании двух мод вращения Солнца (квазитвердотельной и слабо дифференциальной) неоднократно приходили многие исследователи (Sykora, 1971b; Antonucci and Svalgaard, 1974; Antonucci and Doderо, 1977; Stenflo, 1977; Mouradian et al., 1987). В нижней короне, где светится линия FeXIV 530.3 нм, имеются многочисленные структурные образования (петли, различные скопления петель, корональные конденсации, корональные дыры и т.п.), “неявно” служащие трассерами при определении закона вращения короны. Различные объекты, связанные и контролируемые магнитными полями различных масштабов, укоренены на разной глубине под фотосферой и отражают вращение этих глубинных слоев Солнца. Различие глубин укоренения отдельных трассеров может привести к различию в характере их вращения (Badalyan, 2009, 2010).

Глава 8. СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР

8.1. Введение. История открытия солнечного ветра

Выше, во введении к этой книге мы упоминали неудачную попытку В. Томсона-Кельвина рассчитать величину магнитного поля Солнца на расстоянии одной астрономической единицы у Земли. Среди многочисленных причин этой неудачи следует упомянуть ещё одну принципиальную. Согласно тогдашним космогоническим представлениям, и Солнце, и планеты были погружены в космический вакуум. Между Солнцем и Землёй нет вещества, и поэтому нет ничего, что влияло бы на закон падения магнитного поля с расстоянием. А закон этот в вакууме известен – скорость падения пропорциональна $1/r^3$. Поэтому даже при правильной оценке глобального поля на Солнце $B_S \sim 10$ мТ, мы получим у Земли $B = B_S (R_\odot/R_E)^3 = 0.1$ мкТ, что на два порядка ниже, чем измеренные сегодня значения межпланетного поля. Понадобились многие годы, чтобы понять, что межпланетное пространство не пусто, и мы живем в атмосфере Солнца. Атмосфера Солнца вытягивается солнечным ветром, и поток магнитного поля, начиная с некоторого расстояния от Солнца, сохраняется, а напряжённость падает по более слабому закону $1/r^2$.

В наиболее обоснованном виде мысль о существовании непрерывно вытекающего из Солнца газового потока со скоростями от 500 до 1500 км/с впервые высказал в начале 1950-х годов Л. Бирман (Biermann, 1951, 1953, 1957), хотя некоторые соображения по этому поводу появлялись и раньше. Группа киевских астрономов под руководством С.К. Всехсвятского правильно оценила поток корпускулярного излучения, но они переоценили плотность и, соответственно, недооценили скорость истечения (Всехсвятский и др., 1955; Всехсвятский, 1957). Однако точный математический анализ проблемы был сделан в 1958 году Е. Паркером (1958, 1959), и поэтому в литературе установилась традиция связывать предсказание солнечного ветра с его именем. Подробно увлекательная и весьма поучительная история этого открытия изложена в работах (Kane, 2006, 2009), а также в работе (Обридко и Вайсберг, 2017). Подробные обзоры физики солнечного ветра можно найти в Главе 3 «Гелиосфера» (под редакцией И.С. Веселовского и Ю.И. Ермолаева) коллективной монографии «Плазменная

гелиогеофизика» (2008), а также в обширной книге «Солнечный ветер» (Писанко, 2011).

Е. Паркер показал, что горячая солнечная корона не может находиться в гидростатическом равновесии с межпланетной средой. Это приводит к возникновению солнечного ветра.

Основные уравнения модели солнечного ветра совпадают с ранее выведенными уравнениями для аккреции окружающей материи на звезду (Bondi, 1952). Однако поскольку уравнения выведены для квадрата скорости, они выдерживают смену знака и описывают также и сверхзвуковое расширение короны Солнца.

Известно, что в целом теория Паркера не была всерьез принята астрономической общественностью, которая рассматривала её скорее как «курьёзную идею». Признание пришло после того, как советские и американские космические аппараты независимо подтвердили существование сверхзвукового потока космических частиц, направленного от Солнца (Грингауз и др., 1960; Gringauz, 1961; Neugebauer and Snyder, 1962).

Кроме прямых исследований с помощью космических аппаратов, с 1955 года интенсивно развивались измерения путем радиопросвечивания короны и межпланетной среды. Важным достоинством этого метода является возможность получения информации не только из плоскости эклиптики, но и из внеэклиптических областей. Этим методом была выявлена крупномасштабная, струйная структура солнечного ветра и изучена её вариация с фазой солнечного цикла.

С тех пор было выполнено много более рафинированных расчётов, однако качественно характер решений не изменился и при отказе от предположения об изотермии. При этом область ускорения солнечного ветра несколько приблизилась к Солнцу и кончается на расстоянии $10R_{\odot}$ (иногда и меньше), а затем следует область с почти постоянной скоростью ветра.

Таким образом, всё пространство от Солнца к Земле делится на 2 части. Сначала энергия магнитного поля много больше, чем кинетическая энергия плазмы. Токами в этой области в первом приближении можно пренебречь и можно использовать потенциальное приближение. Здесь магнитное поле падает в среднем по закону $1/r^3$. На гелиоцентрическом расстоянии $2-4 R_{\odot}$ поле становится слабым и им уже можно пренебречь. Начиная с этого расстояния, поле увлекается солнечным ветром. Однако поскольку концы магнитных силовых линий закреплены на вращающемся Солнце, радиально расходящийся поток солнечного ветра формирует спиральные силовые линии. Силовая линия составляет угол θ с линией Солнце–Земля.

$$\theta = \frac{r\omega}{V_{sw}}, \quad (8.1)$$

где r – радиальное гелиоцентрическое расстояние, ω – угловая скорость вращения Солнца, V_{sw} – скорость солнечного ветра. При средней линейной экваториальной скорости вращения Солнца около 2 км/с и средней скорости солнечного ветра 400 км/с получаем $\theta \approx \pi/4$. При этом крупномасштабная структура магнитного поля вблизи Солнца должна отражаться в структуре магнитного поля вблизи Земли со сдвигом по времени около 4.5 суток. Этот временной сдвиг часто называют **транспортным временем**.

Установление радиального расстояния там, где область «свободного» поля сменяется областью с преобладанием солнечного ветра, – не совсем простая задача. Обычно с целью получить наилучшее согласие с наблюдениями межпланетного магнитного поля вблизи Земли предполагают, что граница между этими областями представляет собой сферу с радиусом $2.5R_{\odot}$ или $3.25R_{\odot}$. На поверхности этой сферы все силовые линии предполагаются радиальными, потенциал равен нулю и саму эту поверхность называют **поверхностью источника**. Тогда, имея данные измерений на поверхности фотосферы и введя предположения о потенциальности поля в сферической полости между фотосферой и поверхностью источника и равенстве нулю потенциала на этой поверхности, можно рассчитать поле внутри этой полости. Далее, используя дополнительно предположение о радиальном расширении (то есть, предполагая закон падения поля $\sim 1/r^2$), можно рассчитать поле и во всей гелиосфере.

При этой концепции поле во всей гелиосфере является масштабно деформированным и смещенным по времени отражением поля на поверхности источника. Прямым следствием этого стали понятия **секторной структуры, гелиосферного нейтрального слоя и гелиосферного экватора**. Дело в том, что в потенциальной полости действует закон $1/r^3$, и поле на поверхности источника формируется только глобальными гармониками с характерными размерами, сравнимыми с радиусом Солнца. Это означает, что нейтральная линия на поверхности источника обычно представляет собой изогнутую линию, напоминающую синусоиду с пространственным периодом 27 или 14 дней (см. рис. 8.1).

При пересечении такого поля аппаратами у Земли регистрируются более или менее длительные периоды одинаково направленного поля, что и было экспериментально обнаружено в начале 60-х годов прошлого века и названо секторной структурой. При её обнаружении наблюдались четыре сектора, что дало основание считать это общим правилом. На самом деле основной является двух-

секторная структура, как это и должно быть, поскольку в её основе лежит основной солнечный диполь.

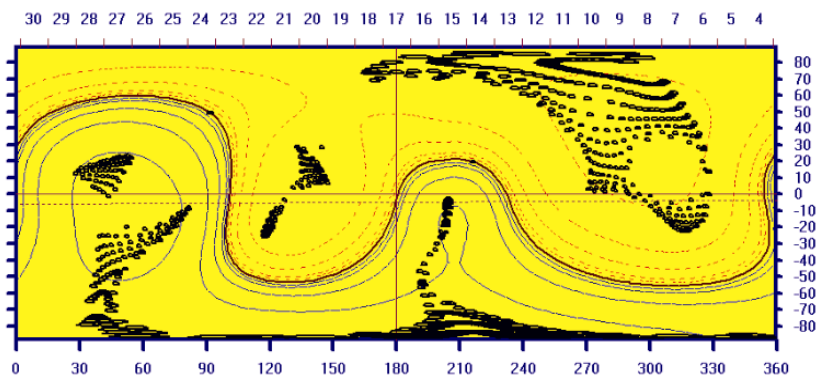


Рис. 8.1. Синоптическая карта на поверхности источника. Видна нейтральная линия, черными кружками показаны основания открытых силовых линий на уровне фотосферы. Карта на рисунке центрирована на 17 января 2005 года.

Секторная структура регистрируется в плоскости эклиптики вблизи солнечного экватора. В пространстве граница между секторами может уходить довольно высоко к полюсам, особенно в периоды максимумов солнечного цикла, когда происходит переполюсовка полярного поля. Вдоль этой границы располагается пояс стримеров, и поэтому при современных наблюдениях с космических аппаратов её можно отождествить и без сложных расчётов, непосредственно используя инструменты типа LASCO. Поскольку в простейшем случае квазидипольного поля эта линия представляет собой проекцию экватора диполя на поверхность Солнца, её часто называют гелиосферным экватором. В пространстве гелиосферный экватор представляет собой гофрированную поверхность, которую иногда сравнивают с юбкой балерины.

Непосредственные расчеты, выполненные по реальным наблюдениям магнитного поля с помощью солнечных магнитографов на поверхности фотосферы (Altschuler and Newkirk, 1969; Schatten et al., 1969; Hoeksema and Scherrer, 1986; Wang and Sheeley, 1992, 2000), дали весьма обнадеживающие результаты. Оказалось, что знак B_x – радиальной составляющей межпланетного магнитного поля вблизи Земли – в целом хорошо согласуется со знаком магнитного поля на поверхности источника B_{ss} (с учетом транспортного времени

4 дня). Однако величина B_{xc} , рассчитанная на основе стандартного закона расширения r^{-2} оказалась гораздо меньше непосредственно измеренной (Obridko et al., 1996; Обридко и др., 2006). В работах (Обридко и др., 2004; Khabarova and Obridko, 2012) сделана попытка объяснить это расхождение введением закона расширения с показателем, несколько меньшим, чем 2.

8.2. Методики расчёта магнитного поля в гелиосфере

8.2.1. Предположение радиальности поля в фотосфере

Поскольку магнитограф измеряет магнитное поле вдоль луча зрения, а граничным условием является знание радиальной компоненты, необходима дополнительная гипотеза относительно поля в фотосфере. Было высказано естественное предположение, что гипотеза потенциальности выполняется и на граничной фотосферной поверхности. Тогда можно рассчитать продольную составляющую с неопределёнными коэффициентами и, сопоставив с наблюдениями, полностью решить задачу. Это и было реализовано в процитированных выше работах. Однако в работе (Svalgaard et al., 1978) на основе анализа наблюдений WSO показано, что зависимость сигнала от положения точки наблюдения на диске такова, как если бы магнитное поле на большом протяжении было чисто радиальным. Дело в том, что потенциальное приближение предполагает отсутствие токов в среде. Очевидно, что в фотосфере это не совсем корректно. Более того, концепция килогауссовых трубок в соединении с повышенной плавучестью этих трубок должна также приводить к усилению радиальной составляющей магнитного поля в фотосфере (Stenflo and Vogel, 1986). В конце 90-х годов, с появлением многочисленных высококачественных данных, особенно фотографий со спутников, и после сопоставления их с расчётами появились соображения, что расчёты по модели потенциального продольного поля с поверхностью источника на высоте $2.5R_{\odot}$ дают недостаточно хорошее совпадение со спутниковыми данными, особенно в межпланетном пространстве. Были рассчитаны новые модели с небольшими модернизациями начальных условий. В наиболее распространенной из таких моделей (Wang and Sheeley, 1992, 2000) магнитное поле на фотосфере, в соответствии с результатами работы (Svalgaard et al., 1978), считается радиальным, а высота поверхности источника соответствует $3.25R_{\odot}$. Однако оказалось, что расчеты по моделям с радиальным полем в предположении потенциальности на уровне фотосферы при разных высотах поверхности источника практически совпадают

(Обридо и др., 2006). Коэффициент корреляции между результатами очень высок и имеет небольшой циклический ход с минимальными значениями в области минимума цикла (порядка 86%) и максимальными значениями в области максимума цикла (порядка 96%). При этом получилось хорошее совпадение даже в мелких деталях. Таким образом, для большинства задач, в частности, для задач о циклической эволюции крупномасштабных полей обе концепции одинаково применимы.

8.2.2. Другие принципиальные предположения и ограничения

Главным ограничением метода является вынужденное предположение об отсутствии токов в атмосфере Солнца над фотосферой. Это предположение неточное и даже просто неверное. К сожалению, других методов, позволяющих относительно просто и быстро рассчитать поле в короне, не существует. Все другие методы вынуждены использовать какие-то предположения относительно токов в хромосфере и короне. В частности, можно ввести условие асимптотической стабильности и решать задачу, используя в качестве начальных условий потенциальное приближение (см., например, (Wang et al., 1998)). Этот метод даёт вполне надежные результаты, но ценой очень трудоёмких расчётов, причём для стационарной короны отличия от описанного выше метода невелики. Кроме того, эти методы именно в силу их трудоёмкости редко применяются для расчёта поля над всей поверхностью Солнца. Наконец, последнее замечание состоит в том, что классический метод автоматически даёт ещё соотношение разных гармоник и характерных масштабов в магнитном поле Солнца, что важно с точки зрения проблем генерации магнитного поля.

Следующее ограничение метода состоит в том, что мы вынуждены задавать граничные условия на двух поверхностях. Одна из них – фотосфера, где и проводятся наблюдения, другая – поверхность источника, где потенциал предполагается равным нулю и, следовательно, все силовые линии радиальны. Физически это связано с предположением, что на этой поверхности кинетическая энергия солнечного ветра скачком становится много больше, чем энергия магнитного поля. Очевидно, что это предположение не физично, и определяется потребностями математической постановки задачи. Ясно, что такой поверхности быть не может, а имеет место достаточно протяжённая область перехода от плазмы, управляемой магнитным полем, к плазме, уносимой солнечным ветром. Более того, эта область, скорее всего, вообще не является сферически симметричной. Места, где кинетическая энергия выше магнитной, определяются локальной ско-

ростью солнечного ветра, которая сама, по-видимому, зависит от магнитного поля. Такую самосогласованную задачу пока решить не удалось, более того не ясно, как её чётко математически сформулировать. Тем не менее, при интерпретации результатов расчётов эту ситуацию всегда следует иметь в виду.

Ситуация, однако, не так уж плоха. В работе (Обридко и др., 1994) показано, что общая расчётная структура магнитного поля довольно хорошо согласуется с наблюдаемой. Это, по-видимому, связано с тем, что структура в целом определяется крупномасштабным полем. Отсюда следует другой важный для нашей задачи вывод, что первые гармоники, определяющие крупномасштабное поле, вычисляются достаточно точно. Как следствие этого, можно полагать, что магнитное поле на поверхности источника, определяемое несколькими первыми гармониками, вычисляется вполне достоверно, а значит и общая структура магнитного поля в короне Солнца и в околосолнечном межпланетном пространстве должна вычисляться достаточно хорошо. Это подтверждено результатами сравнения со структурой и поляризацией короны (Бадалян и др., 1999; Badalyan et al., 2002; Sykora et al., 2002) и корреляционными сравнениями с межпланетным магнитным полем (Hoeksema and Scherrer, 1986; Obridko and Shelting, 1999a). Многочисленные сопоставления расчетов магнитного поля с циклическими вариациями крупномасштабной активности, с корональными выбросами массы (Ivanov et al., 1999; Ivanov and Obridko, 2001), со структурой и поляризацией короны, с положением корональных дыр в областях открытого магнитного поля (Obridko and Shelting, 1999b), со знаками магнитного поля в секторной структуре (Obridko and Shelting, 1999a), с геомагнитными возмущениями (Obridko and Shelting, 1992) показывают, что в целом система расчётов, опирающаяся на потенциальное приближение и концепцию постоянной сферически симметричной поверхности источника, пригодна для расчётов структуры поля.

Известно, что наблюдения, выполненные в различных спектральных линиях или даже в одной линии, но в разных обсерваториях, могут значительно различаться. Основной причиной этого является тонкоструктурная организация солнечных магнитных полей. Хорошо известно, что при использовании линий, обладающих высокой магнитной чувствительностью (большим значением фактора Ланде), сигнал магнитографа страдает насыщением. Это связано с тем, что при большом магнитном поле рабочий участок контура оказывается в нелинейной области, и сигнал магнитографа перестает линейно зависеть от величины магнитного поля. В результате магнитограф фиксирует не реальное магнитное

поле, а в несколько раз меньшее. Именно такой является широко используемая (в том числе и в Обсерватории Дж. Вилкокса) линия FeI λ 525.02 нм.

Сама по себе нелинейность сигнала магнитографа является довольно простым явлением, легко рассчитываемым на основе теории образования линий в магнитном поле, и её было бы легко учесть, если бы реальное разрешение телескопов не было много хуже, чем требуемое для наблюдения тонкоструктурных элементов. На практике же разрешение большинства магнитографов не лучше нескольких тысяч км на поверхности фотосферы, а стандартное разрешение наблюдений Обсерватории Дж. Вилкокса составляет 3 минуты дуги. Это означает, что в поле зрения магнитографа усредняется эффект десятков, а может быть и сотен элементов, каждый из которых может иметь своё магнитное поле и, что особенно важно, свою температуру, давление и геометрию. Это дополнительно усложняет интерпретацию наблюдений в линии FeI λ 525.02 нм, т.к. она не только избыточно чувствительна к магнитному полю, но и обладает излишней чувствительностью к температуре (потенциал возбуждения нижнего уровня $\chi_1 = 0.12$ эВ). Это приводит к разнообразным искажениям контура линии в областях с различными физическими условиями, что существенно затрудняет интерпретацию. Заметим при этом, что как физические свойства тонкоструктурных элементов, так и их относительная доля по площади, несомненно, должны зависеть от долготы и широты точки наблюдения и от роли полей различных масштабов на различных фазах солнечного цикла. Поэтому измеренные на Солнце значения занижены как следствие насыщения сигнала магнитографов. В работе (Обридо и др., 2006) показано, что поправка должна зависеть как от гелиоцентрической широты наблюдения, так и от фазы цикла.

С увеличением количества и качества наблюдений, особенно после запусков многочисленных геофизических спутников, стало ясно, что связи между характеристиками солнечных магнитных полей и параметрами солнечного ветра являются очень сложными и сильно зависят от времени.

В первую очередь стала ясной роль корональных дыр и причины существования двух типов солнечного ветра: быстрого и медленного. О корональных дырах мы уже писали ранее в Главе 5. Здесь отметим только, что интерес к ним резко возрос после того, как было показано (Krieger et al., 1973), что они являются источниками высокоскоростных потоков солнечного ветра и, как следствие этого, – источниками геомагнитных бурь. Было показано, что их можно отождествить с большими протяжёнными областями униполярного поля на уровне фотосферы и, соответственно, магнитное поле в них относительно

свободно доходит до поверхности источника («открытое поле») и уходит далее, в гелиосферу. Таким образом, магнитное поле не может сильно влиять на возникновение солнечного ветра, и здесь непосредственно применимы уравнения Паркера (Wang et al., 1996). Оказалось также, что чем сильнее расходятся силовые линии в корональной дыре, тем выше скорость солнечного ветра, вытекающего из дыры (Wang and Sheeley, 1990, 1991), достигая ~ 700 км/с на расстоянии $\geq 10R_{\odot}$. За пределами корональных дыр в областях замкнутого поля скорость солнечного ветра на таких же расстояниях не превышает 350 км/с, что и даёт основание для отождествления этих областей с медленным солнечным ветром. При этом плотность в дыре падает и составляет на высоте 2500 км над фотосферой около $0.5\text{--}1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Для сравнения укажем, что на той же высоте в обычной спокойной короне плотность считается равной $1\text{--}2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, а в основании корональных стримеров (то есть в основании гелиосферного экватора) – $3\text{--}5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.

8.3. Связь характеристик солнечного ветра у Земли с магнитным полем на поверхности источника

В работе (Белов и др., 2006) был проведен анализ возможностей расчёта характеристик солнечного ветра у Земли на основе данных солнечных наблюдений. При этом, естественно, необходимо было ограничиваться стационарным солнечным ветром, поскольку механизмы формирования возмущений, связанных с корональными выбросами массы, существенно иные. Поэтому была проведена жёсткая фильтрация для исключения больших лакун в солнечных и геофизических данных и устранены даты с очень сильными геомагнитными возмущениями. Проанализированы ежедневные значения поля на поверхности источника и данных и характеристик солнечного ветра за 28 лет (1976–2004 гг.). При этом транспортное время τ составило 4.2 ± 0.6 , что соответствует средней скорости ветра между Солнцем и Землёй 411 ± 58 км.

Прямые расчёты характеристик солнечного ветра на основе теории нагрева короны и ускорения солнечного ветра пока не дают убедительных результатов. Поэтому ниже в двух разделах мы опишем аппроксимационные модели расчётов скорости и магнитного поля

8.3.1. Аппроксимационная модель для скорости солнечного ветра

В работах (Wang and Sheeley, 1990, 1991) введен параметр, характеризующий расхождение силовых линий. Для расчёта этого параметра сначала вычисляется структура магнитного поля в сферическом слое между фотосферой и поверхностью источника. Затем от точки гелиопроекции Земли на поверхности источника прослеживается силовая линия вплоть до её попадания на фотосферу в какой-то точке. Магнитные поля в начале (на поверхности источника) B_s и в конце этой силовой линии (на поверхности фотосферы) B_p и используются при расчёте этого параметра. В работах (Обридко и др., 1995; Obridko et al., 1996) использовался параметр, обратный по величине по сравнению с введенным Вангом и Шили. При этом радиус поверхности источника предполагался равным 2.5 радиусов Солнца. Очевидно, что при строго радиальных силовых линиях $W_s = 1.0$, а во всех остальных случаях – меньше единицы

$$W_s = 6.25 \left(\frac{B_s}{B_p} \right)^2. \quad (8.2)$$

Коэффициент корреляции между W_s и скоростью солнечного ветра V_{sw} оказался равен $\rho = 0.49$, а среднеквадратичная невязка $\sigma = 91.3$ км/с. В работе (Arge and Pizzo, 2000) авторы, опираясь на параметр расходимости $f_s = (W_s)^{-1}$, получили коэффициент корреляции 0.39. Эти расчеты легли в основу широко используемого и цитируемого метода WSA (Wang-Sheeley-Arge). Позднее с помощью метода WSA был получен коэффициент корреляции $\rho = 0.56$ (Fujiki et al., 2005). При этом в максимуме цикла достигается приличное согласие, а в минимуме разность рассчитанных и измеренных значений достигает 100 км/с (Cohen et al., 2007). И даже еще более изощренные модели, в которых к WSA методу добавлена МГД симуляция (Odstreil et al., 2004; Mc Gregor et al., 2011) не улучшают существенно ситуацию.

Критика модели WSA содержится также и в работе (Woolsey and Cranmer, 2014). Однако их физически более обоснованная модель, учитывающая воздействие альвеновских волн на нагрев короны и ускорение солнечного ветра, выражается в довольно сложных процедурах, и в конечном счете не даёт существенно лучших результатов, чем модель WSA.

Ранее (Обридко и др., 1995; Obridko et al., 1996) показали, что однопараметрическая модель, опирающаяся только на геометрию силовых линий, не может отражать полностью все аспекты истечения вещества из

короны. В частности, оказалось, что коэффициент корреляции между $|B_S|$ и V_{SW} оказался выше, а именно 0.53 при среднеквадратичной невязке 88.7 км/с. Чем выше напряжённость магнитного поля на поверхности источника, тем, как правило, выше скорость вытекающей из этой области плазмы. На первый взгляд удивительно, что модуль B_S теснее связан со скоростью солнечного ветра, чем параметр, специально сконструированный для оценки скорости. Впрочем, на самом деле удивительного в этом мало, ведь и ранее (см. Главу 5) говорилось, что корональные дыры, из которых и истекают высокоскоростные потоки, располагаются в холмах поля на поверхности источника. Причём это никак не связано со знаком поля.

Оказалось, что $|B_S|$ можно объединить с W_S в двухпараметрической модели для вычисления скорости и при этом, как выяснилось, они удачно дополняют друг друга (Белов и др., 2006). Не такое значительное, но всё-таки статистически значимое, дополнительное улучшение модели можно получить, добавив в качестве третьего параметра модуль фотосферного поля $|B_P|$. Физически этот член в аппроксимационной формуле отражает вклад активных областей с замкнутыми силовыми линиями, для которых характерно снижение скорости стационарного солнечного ветра.

Подобрав коэффициенты методом наименьших квадратов, получаем следующую модель скорости:

$$V_{SW}(t) = (393.2 \pm 7.6) + (192.9 \pm 40.0)W_S + (3.94 \pm 0.35)|B_S| - (0.019 \pm 0.004)|B_P|, \quad (8.3)$$

где B_S и B_P измеряются в μT , $V_{SW}(t)$ в км/с, все солнечные параметры (здесь и далее) определяются в момент $t - \tau$.

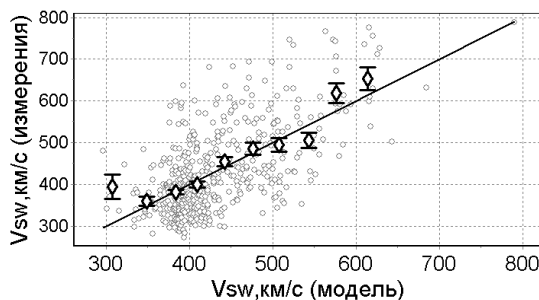


Рис. 8.2. Связь реально наблюдаемых и рассчитанных среднесуточных значений скорости солнечного ветра.

Рис. 8.2 демонстрирует достаточно тесную ($\rho = 0.64$, $\sigma = 81.2$ км/с) связь рассчитанных и реальных значений скорости для этой модели, а средние величины, определённые для различных интервалов изменения скорости, показывают, что эта связь близка к линейной.

8.3.2. Аппроксимационная модель для магнитного поля в солнечном ветре

Сравним радиальную компоненту межпланетного магнитного поля B_{xe} , измеренную у Земли, с величиной B_S на τ дней ранее (рис. 8.3). Используем только дни с полными данными и все обсуждавшиеся выше ограничения: нет очень большой магнитной бури, SSC (Sudden Storm Commencement) не наблюдалось ни в этот, ни в три предыдущие дня, $B_{IMF} < 10$ нТл, $N_{SW} < 10$ частиц $^{-1}$ см $^{-3}$.

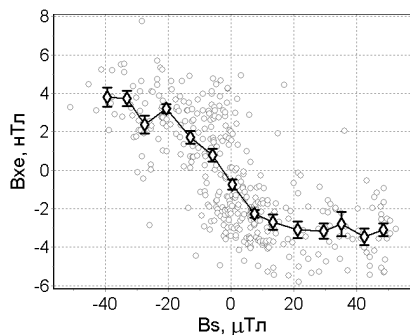


Рис. 8.3. Связь среднесуточных значений магнитного поля B_S (проекция Земли на поверхность источника) и радиальной составляющей ММП у Земли.

Рис. 8.3 наглядно демонстрирует связь между B_S и B_{xe} . В 84% всех дней знак B_S правильно определяет полярность межпланетного магнитного поля (ММП), а при достаточно больших величинах $|B_S|$ соответствие полярностей почти полное. Вместе с тем, картина далека от идеальной: связь B_S и B_{xe} явно не линейна, а при малых величинах $|B_S|$ полярности часто смешиваются.

При отсутствии межпланетного взаимодействия радиальное поле B_S у Земли должно трансформироваться в поле, направленное вдоль спиральной силовой линии под углом $\psi = \arctg(\Omega R_E / V_{SW})$ к радиусу, где Ω – частота вращения Солнца. Можно вычислить такую, продольную по отношению к ожидаемой силовой линии, составляющую ММП у Земли:

$B_L = B_{XE} \cos(\psi) + B_{YE} \sin(\psi)$, где B_{XE} и B_{YE} – компоненты поля в плоскости эклиптики. Знаки в последнем выражении выбраны так, чтобы положительным величинам B_L соответствовало направление от Солнца.

На основе $|B_S|$ (с небольшим вкладом от $|B_P|$) можно создать следующую модель для модуля межпланетного магнитного поля B ,

$$B(t) = (5.06 \pm 0.14) + (0.0428 \pm 0.0056)|B_S|(t-\tau) + (0.00010 \pm 0.00007)|B_P|(t-\tau), \quad (8.4)$$

согласующуюся с реальными данными со среднеквадратичным отклонением $\sigma = 1.5$ нТл.

8.4. Некоторые сложности простейшей паркеровской модели

С поступлением новых данных о межпланетной среде, скорости и магнитном поле в солнечном ветре стало ясно, что классическая модель, которую часто называют паркеровской, слишком проста и игнорирует некоторые важные особенности космической плазмы. Напомним основные положения этой модели. До какого-то уровня в короне магнитное поле сильнее, чем окружающая плазма, и мы принимаем закон распространения поля в пустоту, то есть, используем потенциальное приближение. Выше этого уровня поле вытягивается солнечным ветром, и теперь уже магнитное поле становится пассивным участником. Сама плазма солнечного ветра распространяется радиально, но поскольку Солнце вращается, а концы силовых линий закреплены в плазме короны, силовые линии изгибаются, образуя архимедову спираль. Поскольку средняя скорость солнечного ветра близка к 400 км/с, угол силовых линий с радиальным направлением вблизи орбите Земли составляет 45° или 225° в зависимости от знака поля. Сама величина поля падает с расстоянием как r^{-2} . Никаких пересоединений, наличия тонкой структуры плазмы, волновых процессов, взаимодействия облаков и т.п. не предусмотрено. Эта модель напоминает детский воздушный шарик. Когда он раздувается, картинка, нарисованная на нем, меняется самоподобно.

Следует заметить, что классическая модель вообще не предусматривает участия магнитного поля в ускорении солнечного ветра. Предполагается, что солнечный ветер есть прямое следствие высокой температуры короны. Первая количественная модель солнечного ветра, основанная на МГД расчетах, появилась позднее (Pneuman et al., 1971). Согласно Паркеровской модели, солнечный ветер становится сверхзвуковым на расстоянии четырёх солнечных радиусов от фотосферы. Наблюдения, выполненные на SOHO, показали, что это происходит гораздо раньше – уже на высоте одного радиуса, что, естественно, требует до-

полнительного ускорения. Переход через альвеновскую скорость происходит на расстоянии 12–15 солнечных радиусов (DeForest et al., 2014).

Вопрос о двух основных концепциях нагрева короны обсуждается в Главе 4. Некоторые модели предполагают, что области открытого магнитного поля нагреваются альвеновскими волнами, возбуждаемыми фотосферными движениями, с последующей турбулентной диссипацией. Другие модели постулируют, что большая часть массы солнечного ветра и энергии вводится через магнитное пересоединение в замкнутых корональных петлях.

8.4.1. Секторная структура

Предсказание и открытие секторной структуры явилось следующим по времени успехом классической модели. В самом деле, если существует стационарный солнечный ветер, вытягивающий силовые линии в виде архимедовой спирали, то с каждой точкой пространства можно соотнести точку на Солнце, находящуюся на той же силовой линии. С учётом скорости вращения Солнца силовая линия, проходящая в данный момент через центр Солнца, пройдёт через Землю через 4.5 дня. Таким образом, на Солнце с учётом наклона эклиптики можно всегда указать «магнитно связанную с Землей» точку, которую часто называют гелиопроекцией Земли. Как показано на рисунке 8.1, на поверхности источника гелиосферная нейтральная линия образует синусоидальную кривую. Поэтому точка гелиопроекции, перемещаясь вдоль проекции эклиптики на Солнце (показана на рисунке 8.1 пунктирной линией) периодически попадает в протяжённые области положительного или отрицательного направления магнитного поля. При этом со сдвигом в 4–4.5 дней наблюдатель у Земли фиксирует секторную структуру. Число секторов может быть различно, иногда их 4 (как на рисунке 8.1), чаще всего их только 2.

В периоды минимумов гелиосферный токовый слой уплощается, «гофрировка исчезает», и нейтральная линия совпадает с гелиографическим экватором. В эти моменты весной и осенью «след Земли», проходящий выше или ниже экватора на 7.25° , не может пересекать нейтральную линию, и наблюдаются длительные униполярные периоды. Этот эффект часто называют эффектом Розенберга-Колемана (Rosenberg and Coleman, 1969). Такой же эффект может наблюдаться на внеэклиптическом космическом аппарате.

Все эти эффекты были подтверждены экспериментально и служили важным аргументом в пользу классической модели. Следует, однако, заметить, что важным утверждением классической модели является расширение пропорцио-

нально Γ^{-2} , что никак не связано со знаком поля. Да и в отношении знака не всё так просто.

Как уже говорилось, угол силовой линии с радиальным направлением вблизи Земли должен быть близок к 45° или 225° в зависимости от знака поля. Это означает, что все измеренные точки в зависимости от знака поля на диаграмме B_x-B_y должны попадать в первый или третий квадрант.

Из рисунка 8.4 видно, что очень большое число точек (до 30%) не попадёт в предсказанные классической теорией квадранты (Аскеров и Обридко, 2006; Asgarov and, Obridko; 2006, Белов и др., 2006).

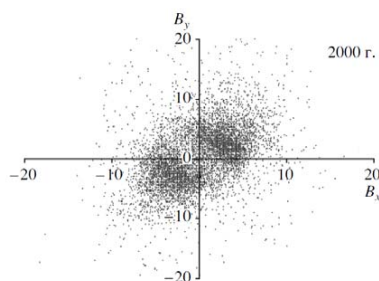


Рис. 8.4. Диаграмма B_x-B_y по среднечасовым измерениям межпланетного магнитного поля на орбите Земли для 2000 года.

На рисунке 8.4 видна ещё одна неожиданная особенность: точки не заполняют равномерно предсказанные квадранты, а как бы избегают начала координат, образуя два независимых облака с некоторой предпочтительной напряжённостью. Это совершенно не похоже, на то, что мы видим на Солнце на поверхности источника.

На рисунке 8.5 показано распределение по величине среднесуточных значений магнитного поля B_S и радиальной составляющей ММП у Земли (1976–2004 гг.). Видно, что распределение солнечных значений одновершинное, а межпланетное магнитное поле образует два пика со средним значением около 2.5 нТл. Несходство этих рисунков противоречит классической модели. Ведь согласно классической модели на поверхности источника существует только B_S , и все силовые линии, исходящие из области $B_S \sim 0$, должны лежать вблизи нейтральной поверхности.

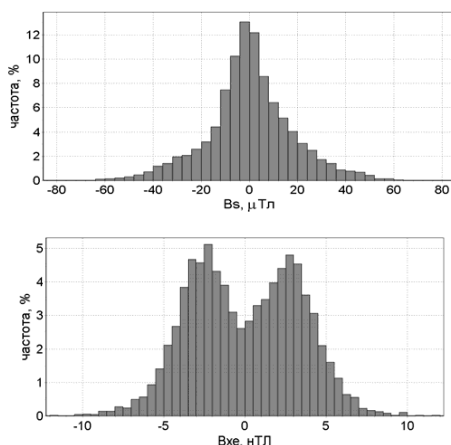


Рис. 8.5. Распределение по величине среднесуточных значений магнитного поля B_S и радиальной составляющей ММП у Земли (1976–2004 гг.).

Чтобы проверить, не является ли этот эффект просто артефактом методики измерений и расчётов, были проведены несколько контрольных расчётов. Вариации величины транспортного времени не устранили обнаруженных эффектов. Были также выполнены расчёты, где в качестве B_S использовалось поле непосредственно в точке гелиопроекции Земли, а усреднённое значение в некоторой окрестности, окружающей эту точку, что, конечно, уже является некоторым отклонением от классической модели. Впрочем, это также не изменило существенно найденные эффекты. Наконец, возникла идея, что дело в использовании среднесуточных значений. Однако использование среднечасовых значений не устранило, а даже усилило эффект. Пики на диаграмме стали ещё более отчетливыми и соответствуют значениям поля 4.5 нТл (Аскеров и Обридо, 2007; Asgarov and Obridko, 2007).

Таким образом, следует признать, что классическая модель неточна, по крайней мере, в отношении секторных границ. Эти границы на самом деле представляют собой сложную поверхность с многочисленными изгибами и, возможно, островами. Около них происходят сложные процессы, приводящие к изменению знака и величины поля. Это требует наличия сложных структур токов и процессов пересоединения.

8.4.2. Проблемы при расчёте значений магнитного поля

Сложности в простейшей классической модели ещё более усугубляются, когда мы переходим к расчёту значений магнитного поля. Оказалось, что расчётные значения поля, найденные на основе пересчёта по соотношению r^{-2} , значительно ниже, чем наблюдаемые. На рисунке 8.6 показаны средние за оборот значения измеренных и вычисленных напряжённостей. Видно, что, несмотря на высокий коэффициент корреляции, вычисленные значения в 2–2.5 раза ниже, чем наблюдаемые. Первое предположение, естественно, состояло в том, что поля на Солнце занижены как следствие низкого пространственного разрешения и занижения сигнала магнитографов.

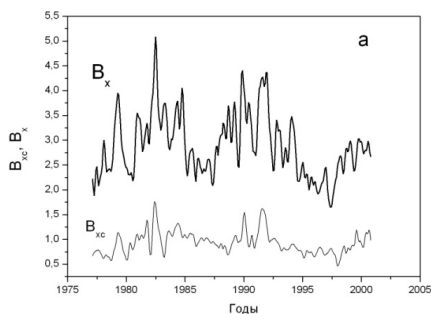


Рис. 8.6. Сравнение измеренных B_x (жирная кривая) и вычисленных B_{xc} значений.

Впервые к этой проблеме привлекли внимание Р. Говард и Я. Стенфло (Howard and Stenflo, 1972; Stenflo, 1973). Они пришли к выводу, что измеренные напряженности в $\lambda 525.022$ нм следует умножать на коэффициент $K = 0.48 + 1.33\mu$, где $\mu = \cos\theta$, θ – гелиоцентрический угол. Такой же вывод был сделан в работах (Frazier and Stenflo, 1972; Gopasyuk et al., 1973). Позднее Л. Свальгаард с соавторами (Svalgaard et al., 1978) установили, что коэффициент K постоянен по всему диску и равен 1.8. Р. Ульрих показал, что K сильно зависит не только от гелиоцентрического расстояния, но и от пространственного разрешения (Ulrich, 1992). В последующем его результаты были использованы при построении синоптических карт магнитных полей в полярных зонах Солнца (Snodgrass et al., 2000) и для расчётов межпланетного магнитного поля (Wang and Sheeley, 2000). При этом поправка вводилась в форме $K = 4,5 - 2,5\sin^2\varphi$, где

φ – широта. Для сравнения, поправка, предложенная Р. Говардом и Я. Стенфло (Howard and Stenflo, 1972; Stenflo, 1973), в этой системе выглядит так: $K = 3.0 - 0.5\sin^2\varphi$.

Хотя введение формального множителя, зависящего от гелиоцентрического расстояния, и вызывает ряд возражений и не всегда имеет ясное гелиофизическое обоснование, использование поправки Ульриха позволило привести к одному масштабу средние за оборот значения расчётных и измеренных полей (Wang and Sheeley, 1995, 2000). Следует, однако, обратить внимание на то, что это согласие, в целом довольно хорошее, нарушается в отдельных фазах циклов. Поэтому можно полагать, что поправка может меняться в течение цикла.

Совместное использование обеих поправок (Обридо и др., 2006) позволило приблизить по масштабу вычисленные значения межпланетного магнитного поля к измеренным. При этом поправка Стенфло вводилась вблизи максимума циклов, поправка Ульриха – в остальные годы. Тем не менее, сложность и некоторая субъективность этой формальной процедуры оставили чувство неудовлетворённости. Кроме того, эта процедура применима только для средних за оборот значений. При анализе суточных значений вычисленные напряжённости все-таки ниже, чем измеренные.

В работе (Обридо и др., 2004) сделана попытка объяснить это расхождение путем отказа от основного постулата классической модели и введения закона расширения с показателем, несколько меньшим, чем 2. Более подробно это утверждение было обосновано в работе (Обридо и др., 2006).

Были использованы среднесуточные значения B_x и B_y напряженностей межпланетного магнитного поля и ежесуточные значения B_{ss} поля на поверхности источника, вычисленные на основе данных WSO. Введена другая аппроксимационная формула для расчета B_x и B_y . Авторы аппроксимируют зависимость от расстояния в виде степенной функции, но с определяемыми непосредственно показателями $\alpha_{x,y}$.

$$B_x = -B_{ss} \left(\frac{2.50}{210} \right)^{\alpha_x} * 1000 \quad (8.5)$$

$$B_y = B_{ss} \left(\frac{2.50}{210} \right)^{\alpha_y} * 1000, \quad (8.6)$$

Здесь в скобках указано отношение радиуса сферы источника к астрономической единице, а множитель 1000 учитывает различие в единицах измерения. Учтено

также различие в направлении оси x в гелиографической и геомагнитной системах координат.

Из этих формул можно найти значения α для всех тех дней, когда выполняется соотношение знаков, и затем вычислить среднегодовые значения. Оказалось, что зависимости показателей от времени имеют ярко выраженный циклический ход с минимальными значениями порядка $\alpha_{x,y} = 1.35 - 1.4$ в минимумах циклов солнечной активности (1977, 1986, 1996 гг.) и с максимальными значениями около 1.7–1.75 в максимумах циклов солнечной активности (1980, 1990, 2000 гг.).

Главным недостатком этих рассуждений явилось то, что авторы опираются на наблюдения только в одной точке – на одной астрономической единице. Существенным скачком в этом отношении явились работы (Khabarova and Obridko, 2012; Хабарова, 2013), в которых впервые были сопоставлены данные четырёх космических аппаратов, проводивших измерения на разных расстояниях от Солнца (рис. 8.7).

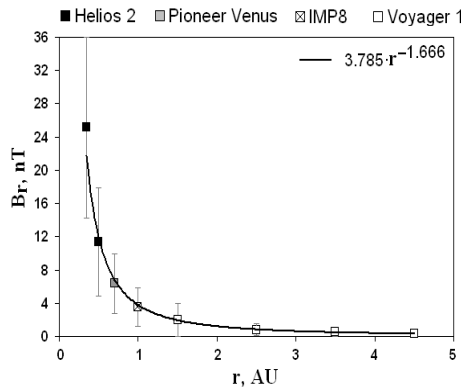


Рис. 8.7. Зависимость радиальной составляющей межпланетного магнитного поля от расстояния.

Выводы, сделанные выше, полностью подтвердились. Оказалось, что аппроксимационная кривая соответствует степенной функции с показателем $-5/3$.

Заметим, что при законе «обратных квадратов» магнитный поток $F_s = 4\pi |B_r| r^2$, усреднённый по кэррингтоновскому обороту должен сохраняться. Однако на деле обнаружилась нарастающая с расстоянием разница между вычислениями F_s по данным дальних космических аппаратов и наблюдениями на

1 а.е. Вычисленный поток F_s превышал измеренный на 1 а.е. Начиная с расстояний более 2.5 а.е., разница становится столь существенной, что игнорировать её уже нельзя (Owens et al., 2008). Этот эффект, трудно объяснимый в классической модели, вполне понятен и легко объясним при расширении с показателем меньше 2.

Таким образом, поведение ММП в гелиосфере существенно отличается от предсказаний квази-паркеровских моделей даже при значительных осреднениях и требует дополнительного изучения. При этом, с одной стороны, паркеровская модель очень притягательна своей простотой и возможностью быстрого пересчёта параметров солнечного ветра от точки к точке по элементарным формулам, с другой – наблюдается явная необходимость разобраться, почему эти формулы работают для плазменных параметров солнечного ветра, но плохо подходят для ММП, и по какому закону на самом деле изменяется ММП в пространстве гелиосферы.

Глава 9. СОЛНЕЧНЫЕ ЦИКЛЫ

Как солнечные пятна являются самым известным объектом на Солнце, так 11-летний солнечный цикл, вероятно, является самым известным периодическим явлением на Солнце и в астрофизике вообще. Астрономам часто приходится отвечать на вопросы: «Когда будет солнечный максимум?» и «Что нас при этом ждёт?». Необходимо здесь ещё раз подчеркнуть, что солнечная активность – чрезвычайно многостороннее явление. Многие различные периодические процессы на Солнце и, в частности, 11-летний цикл солнечных пятен являются в первую очередь естественным календарём солнечной деятельности. Отнюдь не все процессы, даже те из них, которые тоже имеют 11-летнюю периодичность, совпадают с циклом пятен по фазе.

Следует, однако, заметить, что, строго говоря, 11-летнего цикла на Солнце нет! Физическим является магнитный 22-летний цикл. Входящие в него части как в локальных, так и в глобальных полях отличаются по знаку. Всё дело в том, что наши первичные индексы (число пятен, их площадь, ряд геофизических проявлений) зависят в основном от интенсивности; вклад знака в большинстве случаев вторичен. То есть, наблюдатель фактически производит квадратичное преобразование, что и приводит к регистрации 11-летних вариаций. Именно поэтому в ряде индексов, в определение которых входит знак или направление поля, таинственным образом исчезает 11-летняя гармоника и остается только 22-летняя.

Наблюдения солнечных магнитных полей указывают на структурную организацию полей разных пространственных масштабов. Эта организация изменяется со временем многоаспектно: её элементы имеют конечную продолжительность жизни (большие живут дольше) и непрерывно сменяют друг друга с разной скоростью в зависимости от своих размеров; наличие поля скоростей приводит к перемещению магнитных полей вместе с плазмой, в которую они встроены; происходят изменения населённости разных уровней иерархической структуры своими элементами.

До сих пор не получено ответа на вопрос о природе солнечного цикла: реальное ли это изменение суммарного абсолютного потока солнечных магнитных полей или только их структурное перераспределение, когда слишком малые магнитные трубки, несмотря на их большое число, становятся недоступными

наблюдению и изменению, и что порождает иллюзию уменьшения суммарного абсолютного магнитного потока на Солнце в целом.

Под адекватным описанием солнечной цикличности мы подразумеваем построение достаточно обширной по охвату явлений модели переменности Солнца как звезды на всей шкале пространственных и временных масштабов и по всему множеству структурных элементов. Грануляция, солнечные пятна, вспышки, корона, транзиенты и многие другие явления как-то согласованно, но не столь явно показывают закономерную картину изменений внутри цикла и на больших временных масштабах. Цикл – элементарное и наиболее яркое проявление пространственно-временного изменения солнечной активности и других физических характеристик Солнца. Несомненно, главную роль во всех этих изменениях играют именно магнитные поля. Следовательно, создание адекватной модели солнечного цикла невозможно без анализа структурной эволюции всей совокупности солнечных магнитных полей.

Второе важное понятие, которое необходимо упомянуть, – опорные точки цикла, под которыми мы понимаем моменты резкой смены режимов организации солнечной активности по большому набору разнообразных индексов и непосредственно наблюдаемых параметров. Их ни в коем случае нельзя без дополнительного анализа отождествлять с какими-либо отклонениями от гладкого хода какого-нибудь одного индекса.

Сам факт существования опорных точек в солнечном цикле имеет чрезвычайное значение. Система опорных точек является жёстким «скелетом» любого 11-летнего цикла. Смена режимов, диктуемая существованием этих точек, означает кардинальную перестройку структуры всей совокупности солнечных магнитных полей по довольно общему сценарию для большинства «нормальных» циклов.

Третье важное замечание состоит в следующем. Понятия солнечного цикла и солнечной цикличности вообще были установлены и долгое время изучались преимущественно на основе локальных полей. Лишь относительно недавно стало ясно, что глобальные магнитные поля не только указывают на ряд интересных физически важных свойств цикла, но и представляют собой первичное явление, определяющее свойства локальных полей. В этом смысле мы должны говорить о цикле активности всего Солнца, а не только узкой его зоны, как это было в традиционном подходе.

Адекватное описание солнечного цикла подразумевает выбор переменной или некоторой совокупности таковых, отражающих достаточно компактно и

полно основные явления и детали солнечной цикличности в широком диапазоне периодов или частот. Эти переменные должны исчерпывающе отражать эволюцию проявлений солнечной активности с учётом их пространственного расположения и переменности Солнца и иметь чёткое физическое истолкование.

9.1. Циклы солнечных пятен

Первооткрывателем цикла солнечных пятен был астроном-любитель аптекарь Генрих Швабе из Дессау в Германии. Надеясь открыть планету, более близкую к Солнцу, чем Меркурий, он в течение 25 лет упорно регистрировал все пятна. Через 17 лет в 1843 году он объявил о том, что в числе пятен наблюдается 10-летний цикл, на что, как это часто бывает, никто не обратил внимания. Только в 1851 году, когда его убедительные таблицы были опубликованы Гумбольдтом, его открытие было признано. Однако регулярные научные наблюдения были начаты Рудольфом Вольфом в 1848 году в Берне, а затем в Цюрихе. Он ввёл относительное число солнечных пятен, которое уже упоминалось выше.

В качестве меры пятнообразовательной деятельности Вольф ввёл термин «*относительное число солнечных пятен*» (в настоящее время употребляются также термины «*число Вольфа*», «*цюрихское число солнечных пятен*», «*международное число солнечных пятен*»; в англоязычной литературе – «*Wolf sunspot number*», *WSN*) ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/. Благодаря доступности наблюдений пятен самыми простейшими инструментами, этот индекс стал наиболее распространенным, а периодическое увеличение числа пятен стало естественной и широко известной мерой циклической деятельности Солнца.

Числа Вольфа вычисляются по следующей формуле

$$W = k(10G + n). \quad (9.1)$$

Здесь G – число групп солнечных пятен, n – полное число пятен, k – калибровочный коэффициент для приведения наблюдений различных обсерваторий к единой системе.

В 90-х годах прошлого столетия Д. Хойт и К. Шаттен (Hoyt and Schatten, 1998) проделали гигантскую архивную работу по созданию нового временного ряда другого индекса пятнообразовательной деятельности – относительного числа групп солнечных пятен GSN, завершившуюся обобщающей публикацией. В частности, этот ряд включает в себя беспрецедентные по регулярности для XVII века наблюдения Солнца французской школы (главным образом, Пикара и

Ла Гира) во время Маундеровского минимума, не использованные Вольфом при конструировании ряда $W(t)$. Сам индекс GSN не нов: число групп G приводилось в Гринвичских каталогах (выходящих с 1874 года), Хойт и Шаттен только снабдили его множителем 12.08, относящим GSN к шкале Вольфа: $GSN = 12.08G$.

После выхода в свет работы Хойта и Шаттена в среде гелиофизиков обсуждались вопросы, так или иначе связанные с надежностью этого ряда, сравнением его с традиционным рядом чисел Вольфа $W(t)$ и даже возможностью замены «старого» индекса «новым» (Hathaway et al., 2002; Usoskin and Mursula, 2003; Usoskin and Kovaltsov, 2004). В то же время отметим, что и числа Вольфа, и числа групп пятен являются с физической точки зрения мало обоснованными индексами, и лучше в современных исследованиях применять индекс суммарной площади пятен $A(t)$, связанный с конкретной физической величиной – полным (абсолютным) пятенным магнитным потоком $\Phi(t)$ (Наговицын, 2005):

$$\Phi(t)[Mkc] = 2.49 \times 10^{19} A(t)[m\Omega]. \quad (9.2)$$

Здесь $\Phi(t)$ измеряется в Максвеллах, а $A(t)$ – в миллионных долях полусферы Солнца. Длительный ряд суммарных площадей пятен в единой (гринвичской) системе построен Ю.А. Наговицыным и его соавторами (Наговицын, 2005, 2007; Наговицын и др., 2016), так, что его суммарная продолжительность сейчас сравнима с рядом Хойта-Шаттена (около 400 лет).

Кроме упомянутых трёх индексов пятенной активности, гелиофизики используют поток излучения на различных длинах волн: поток радиоизлучения на волнах 10.7 см и 3 см, измеряемый в единицах солнечного радиопотока, поток в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, интегральный поток, величину магнитного поля при измерении Солнца как звезды, непосредственно измеренную напряженность магнитного поля в пятнах, проинтегрированный по поверхности Солнца поток магнитного поля,

На сегодня лучше всего говорить об 11-летнем цикле солнечных пятен, или 11-летнем цикле локальных полей. Продолжительность «11-летнего цикла» в 20-м веке была 10.35 года. Начало каждого цикла отождествляется с фазой минимума. Фаза минимума определяется задним числом довольно сложным образом как некий средний момент продолжительного периода минимальных значений, и её момент является довольно условным. Обычно используются так называемые сглаженные значения \tilde{W}_i , вычисляемые по среднемесячным W_i по следующей формуле:

$$\tilde{W}_i = (\sum_{i=6}^{i+5} W_i + \sum_{i=5}^{i+6} W_i) / 24. \quad (9.3)$$

Очевидно, что сглаженные числа можно вычислять только задним числом и для их вычисления необходимо знание 13 среднемесячных значений, поэтому их иногда называют не совсем корректно 13-месячными средними.

По традиции первым циклом считают цикл, который начался в 1755 году. Следует, однако, отметить, что надёжные наблюдения, как уже говорилось, начались только в 1848 году, то есть со второй половины 9 цикла. Более ранние циклы восстановлены по отрывочным наблюдениям и косвенным данным, и их надёжность часто подвергается сомнению (Ишков и Шибаев, 2006). В частности, вызывает удивление очень большой интервал между максимумами 4 и 5 цикла (17 лет). Есть работы, которые предполагают, что здесь реально был пропущен один солнечный цикл. (Usoskin et al., 2001, 2003; Наговицын и др., 2009).

Числа Вольфа в максимуме цикла достигают почти 200, в низких циклах они могут быть всего лишь около 50. Суммарные площади пятен могут достигать 5000 миллионных долей диска. *Здесь и далее числа солнечных пятен даются в существовавшей до недавнего времени шкале (версия 1). В последнее время была введена другая система, в которой все старые значения чисел Вольфа увеличены примерно в 1.65 раза (версия 2). Подробно этот вопрос обсуждается ниже в главе 11.*

Можно сформулировать следующие основные закономерности цикла солнечных пятен:

1. Пятна нового цикла возникают за несколько лет до минимума на относительно высоких широтах $\sim 35^\circ$ – 40° . С течением времени пятна возникают на всё более низких широтах, приближаясь к экватору, но в непосредственной близости от экватора в пределах $\pm 5^\circ$ пятна не появляются никогда. Этот закон часто называют законом Шпёрера, а график зависимости положения пятен от времени и широты – диаграммой бабочек Маундера.

2. Выше упоминался закон Хейла, согласно которому полярность пятен в каждом цикле меняется на обратную. Это указывает на то, что физическим является не 11-летний, а 22-летний цикл. Естественно задать в таком случае вопрос, что считать началом 22-летнего цикла. Если бы все 11-летние циклы были одинаковы, этот вопрос был бы довольно бессмысленным. Однако оказалось, что обычно чётный цикл выше следующего за ним нечётного, и, более того, коэффициент корреляции для пар «чётный – последующий нечётный» высокий, а для

пар «нечётный – последующий чётный» низкий. Это правило называется правилом Гневывшева-Оля (Гневывшев и Оля, 1948). Первоначально оно было установлено для интегральных за цикл значений числа Вольфа, и только позднее М. Копецкий распространил его на максимальные в цикле значения (Кореску, 1950). Таким образом, существует несколько формулировок правила (Наговицын и др., 2009). Это правило было нарушено в паре циклов 22–23 (хотя зависимость по индексу суммарной площади цикла сохранилась) и, по-видимому, в уже упоминавшейся паре циклов 4–5.

3. Вблизи максимума циклов часто наблюдается локальный минимум. Иногда его называют провалом Гневывшева (Gnevyshev gap). Природа этого провала, скорее всего, состоит в наложении квазидвухлетних вариаций на 11-летний цикл.

4. Первые пятна нового цикла появляются задолго до минимума, то есть раньше, чем исчезают пятна предыдущего цикла. Циклы как бы существуют одновременно, но на разных широтах. Это дало основание предположить, что истинная длина цикла не 11, а 15–17 лет (Harvey, 1992).

Для характеристики временного сценария цикла было введено понятие опорных точек цикла (Витинский и др., 1986б; Kuklin et al., 1990). Эти опорные точки следующие: t_{Dm} и t_{mA} – начало и конец фазы минимума, соответственно (от английских слов “ascending”, “descending” и “minimum”), t_{AM} и t_{MD} – начало и конец фазы максимума, обозначаемого буквой М. Как уже говорилось, 11-летний цикл является сегодня естественным календарём для описания временного развития многих явлений на Солнце. Именно поэтому при введении понятия опорных точек ожидалось, что они будут проявляться одновременно во всех солнечных индексах как моменты их резких изменений. Хотя это в целом и подтвердилось, однако обнаружилось довольно много явлений (в первую очередь, относящихся к крупномасштабным полям), резкие изменения в которых сдвинуты по времени по сравнению с опорными точками, определёнными по локальным полям. Тем не менее, понятие опорных точек и сейчас удобно использовать как основу для описания циклов любых индексов. Подробное определение опорных точек и их дат дано в работе (Обридко и Шельтинг, 2003а).

9.1.1. Форма среднего 11-летнего цикла солнечных пятен

Средний солнечный цикл имеет сильно несимметричную форму. Это установил М. Вальдмайер (Waldmeier, 1935). Восходящая ветвь цикла почти

всегда короче, чем нисходящая. Можно построить средний цикл, нормализуя каждый цикл по длине и по высоте. Наиболее известна форма цикла, данная в работе (Stewart and Panofsky, 1938). Позднее эта форма была усовершенствована и несколько упрощена (Hathaway et al., 1994). В результате она имеет 4 параметра: высоту цикла A , момент начала цикла t_0 , длину восходящей ветви b и параметр асимметрии c . Средний цикл соответствует следующим значениям этих параметров: $A = 193$, $b = 54$, $c = 0.8$, и $t_0 = 4$ месяца от одной фазы минимума до другой (Hathaway, 2015).

$$F(t) = A \left(\frac{t - t_0}{b} \right)^3 \left[\exp \left(\frac{t - t_0}{b} \right)^2 - c \right]^{-1}. \quad (9.4)$$

В ряде случаев при сравнении разных циклов или при желании свести несколько циклов в один средний, можно пользоваться понятием фазы активности, введенной Митчеллом (Mitchell, 1929).

$$\Phi = (\tau - m) / (|M - m|). \quad (9.5)$$

Здесь τ – текущий момент времени, M и m – моменты ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла, соответственно. Таким образом, согласно этому определению, фаза равна 0 в минимуме каждого цикла активности и ± 1 в максимуме. Фаза положительна на возрастающей ветви цикла активности и отрицательна на убывающей ветви. Приведение данных для нескольких циклов активности к зависимости от фазы цикла имеет смысл метода наложения эпох. При этом, конечно, предполагается, что развитие активности во всех циклах происходит по однотипному сценарию.

Существует много попыток установить связь между различными характеристиками солнечного цикла. Наиболее известен из них эффект Вальдмайера (Waldmeier, 1935), указывающий на обратную пропорциональность высоты цикла и длины восходящей ветви. С теоретической точки зрения этот эффект был исследован в работе (Bassom et al., 1999), где было установлено, что должна существовать связь между высотой цикла a_{\max} и длиной восходящей ветви $\tau \sim \epsilon$ в следующем виде:

$$a_{\max} \sim \exp \frac{c_0}{\epsilon}. \quad (9.6)$$

И.В. Дмитриева и др. (Dmitrieva et al., 2000) проверили эту зависимость и получили довольно высокий коэффициент корреляции (0.77).

Существует также значимая антикорреляция между периодом цикла и высотой *следующего* цикла $r = -0.68$, $r^2 = 0.46$ (Hathaway et al., 1994; Solanki et al., 2002c). Любопытно, что аналогичная антикорреляция между длительностью цикла и высотой самого цикла гораздо слабее.

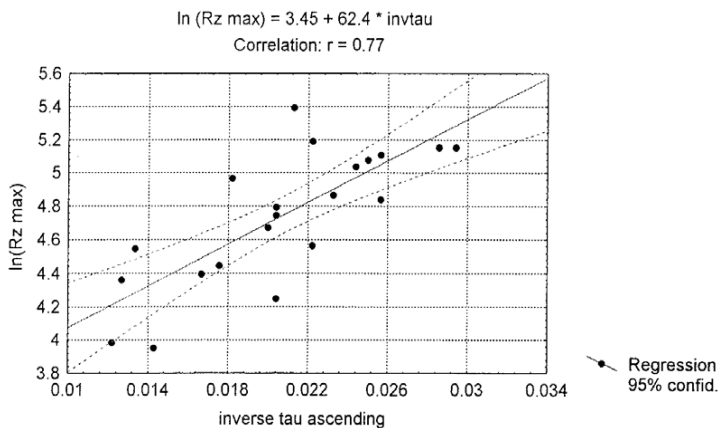


Рис. 9.1. *Связь между высотой цикла и длиной ветви роста.*

Ю.А. Наговицын и А.И. Кулешова предложили модифицированное правило Вальдмайера, согласно которому амплитуда цикла определяется максимальной скоростью развития активности на ветви роста цикла (Наговицын и Кулешова, 2012); коэффициент корреляции оказался большим (0.95 против 0.83 для традиционного правила Вальдмайера).

9.1.2. Активные долготы

Активные долготы были впервые обнаружены А. Вольфером (Wolfer, 1897a,b), но они до сих пор остаются предметом жарких дискуссий. Следует отметить, что термин «активные долготы» без указания определённого индекса являются довольно неопределённым понятием. Очевидно, что активные долготы для частоты появления солнечных пятен не то же самое, что активные долготы для корональных дыр. В этом разделе мы будем иметь дело в основном с активными долготами для солнечных пятен.

Ниже мы отметим лишь некоторые публикации относительно активных долгот, чтобы проиллюстрировать основные противоречия. Тенденция солнечного цикла проявляться на некоторых предпочтительных долготах была

обнаружена в работах (Benevolenskaya et al., 1999; Bumba et al., 2000). В этих работах использовались относительно короткие ряды наблюдений (29 лет), и хотя существование активных долгот было подтверждено, но их устойчивость на большом временно интервале (120 лет) была установлена позднее в работах (Berdyugina, 2004; Berdyugina and Usoskin, 2003; Usoskin et al., 2005). Данные о возникновении солнечных пятен подтверждают существование двух предпочтительных долгот, разделённых на $\pm 180^\circ$, которые мигрируют в кадре фиксированного вращения, но являются постоянными на протяжении 120 лет. Их дифференциальное вращение значительно отличается от отдельных пятен. Это означает, что глубина, на которой образуются солнечные пятна, не совпадает с глубиной укоренения развитых солнечных пятен.

Время жизни пятнообразующих зон существенно превышает время жизни отдельных пятен и может достигать 15–20 оборотов. Устойчивость активных долгот выше для больших пятен (Ivanov, 2007). Эта устойчивая система накладывается на более сложную систему долгот, которые вращаются с разными скоростями.

Система активных долгот с периодом вращения $P > 27$ дней преобладает в наиболее интенсивных циклах активности. Система активных долгот с $P > 28$ дней лучше всего проявляется в минимуме векового цикла. Наиболее стабильные магнитные структуры в солнечной короне отделены друг от друга на $\sim 180^\circ$. Характер и поведение этих крупномасштабных магнитных структур интерпретируются как суперпозиция циклических режимов динамо и неосесимметричных систем реликтового поля Солнца (Mordvinov and Kitchatinov, 2004; Kitchatinov and Olemskoi, 2005).

Тем не менее, есть возражения против существования двух активных долгот. Было обнаружено (Losh, 1939), что существует один максимум и один минимум в обороте, и что фаза максимума является стабильной в течение солнечного цикла. Исследования числа солнечных пятен (Balthasar & Schüssler, 1984) показали, что фаза максимума остается более или менее одинаковой в течение двух солнечных циклов, а затем изменяется примерно на 180° . В работе (Balthasar, 2007) был выявлен только один максимум в спектре Фурье, т.е. только одна активная долгота. Ряд авторов (Knaack and Stenflo, 2005; Knaack et al., 2005), анализируя магнитограммы, полученные на обсерваториях Маунт Вилсон и Китт Пик, обнаружили, что доминирующие периоды вращения различны для циклов 21, 22 и 23. Исследование различных индексов солнечной активности (Bouwer, 1992) показало, что точные периоды от 27 до 28 дней

сохраняются в течение короткого времени, иногда только в течение нескольких солнечных оборотов. Некоторые авторы (Pelt et al., 2006) считают, что нет убедительных доказательств существования на столетнем временном масштабе устойчивых неосесимметричных структур в распределении солнечных пятен. Долготно-временной анализ вариаций среднего магнитного поля Солнца показывает, что вклад крупномасштабных магнитных структур в общее магнитное поля не превышает 20 мкТл.

Возникновение активных долгот рассматривается в ряде теоретических работ. Одни авторы (Bigazzi and Ruzmaikin, 2004) объясняют предпочтительные долготы как связь магнитных мод динамо; другие (Elstner and Korhonen, 2005) считают, что это явление удастся объяснить в режиме неосесимметричного динамо. Аксель Бранденбург и Петри Кепила построили двумерную модель среднего поля динамо с сохранением магнитной спиральности (Brandenburg and Käpylä, 2005). Модель учитывает продольную изменчивость с клочками (patches) активности, перемещающимися по долготе. Эти элементы могут быть связаны с активными долготами.

9.1.3. Активные долготы и структура крупномасштабного поля

Следует ещё раз подчеркнуть важный вывод, полученный в работе Е.В. Иванова (Ivanov, 2007) о том, что чем больше площадь групп солнечных пятен, тем лучше выражены активные долготы. Этот вывод тесно связан с полученным уже давно результатом (Bumba and Obridko, 1969). Успех в обнаружении активных долгот зависит от многих факторов, в частности, от мощности или площади событий или объектов и от временного смещения границ крупномасштабного глобального поля. Под последним мы в данном случае понимаем гелиосферный экватор. В. Бумба и В. Обридко проанализировали положение больших протонных комплексов относительно границ секторной структуры межпланетного магнитного поля, основания которых на Солнце соответствуют в экваториальной области линиям раздела полярности глобального магнитного поля, и пришли к выводу, что вспышечная активность (и в особенности протонная активность) концентрируется к границам секторной структуры (Bumba and Obridko, 1969). При этом концентрация растёт с ростом мощности события.

В применении к солнечным пятнам этот результат был проверен позднее (Obridko, 2010) и оказалось, что около 70% групп пятен с площадью >500

миллионных долей полусферы располагаются на расстояниях меньше $\pm 20^\circ$ по долготе от нейтральной линии крупномасштабного магнитного поля.

Следует при этом иметь в виду, что в сочетании с законом полярности Хейла эта концентрация активных областей к границам секторной структуры должна зависеть от знака сектора. На рис. 9.2 показано положение активных областей относительно гелиосферного экватора. На изображенном рисунке в северном полушарии в соответствии с законом полярностей активная область может располагаться вблизи границы секторной структуры. Эта граница является Хейловской. Соответственно, примерно на расстоянии 180° находится граница с противоположным соотношением знаков. Вероятность появления активной области у той границы (её можно назвать антихейловской) ниже. В южном полушарии границы меняются местами.

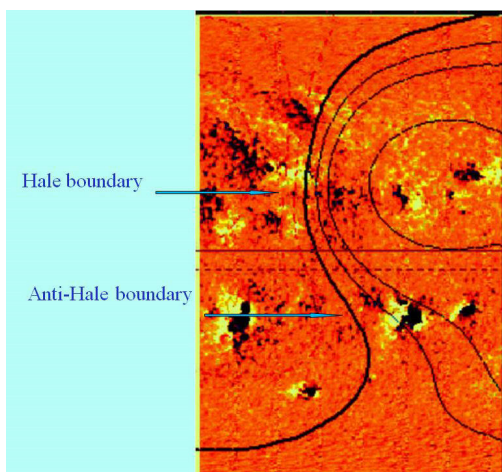


Рис. 9.2. Положение активных областей относительно гелиосферного экватора.

Так определённые границы физически соответствуют Хэйловским границам секторной структуры, введённым в работе (Svalgaard and Wilcox, 1976). В этой работе использовались данные о межпланетном магнитном поле, реконструированном по геомагнитным данным. Оказалось, что яркость короны в зелёной корональной линии на хейловской границе выше, чем на антихейловской.

Вопрос об активных долготах несколько проясняется при использовании гелиомагнитной системы координат, введённой в работе (Obridko et al., 2011). В

качестве центрального меридиана в этой системе выбирается большой круг, проходящий через полюс Солнца и северный полюс магнитного диполя. Координаты северного полюса диполя легко вычисляются на основе данных наблюдений глобального магнитного поля Солнца.

На рис. 9.3 показана схема положения групп пятен относительно гелиомагнитного экватора. В гелиомагнитной системе координат все долготы фиксированы и меняется только широта полюса диполя. Соответственно фиксированы и точки пересечения гелиомагнитного и гелиографического экваторов. По определению, долгота 0° соответствует северной полярности (на рисунке она обозначена синим цветом). Кружки показывают преимущественное положение активных областей в соответствии с законом полярностей Хейла (синий и красный цвета обозначают северную и южную полярность головного пятна, соответственно). Таким образом, в гелиомагнитной системе координат в 22 цикле хейловскими долготами являются 90° в северном полушарии и 270° в южном. В 23 цикле все хейловские долготы меняются на противоположные. Схема поясняет возникновение солнечного 11-летнего флип-флоп эффекта.

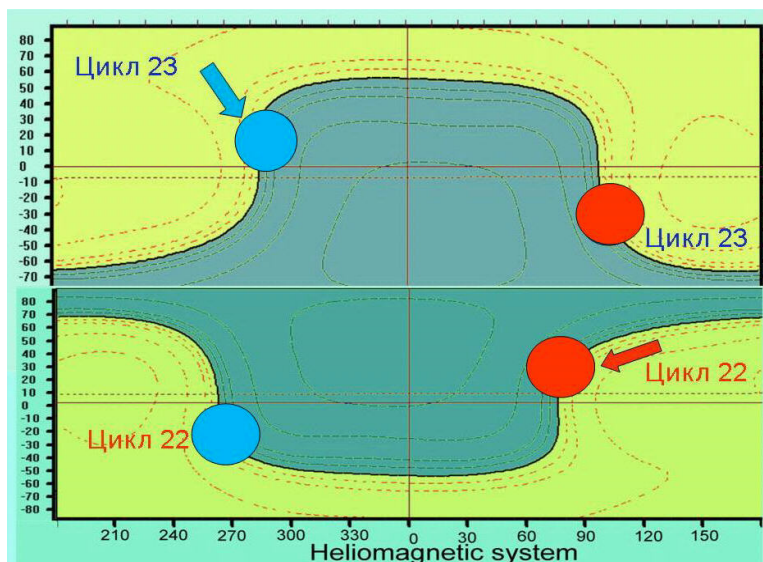


Рис. 9.3. Схема положения групп пятен относительно гелиомагнитного экватора в двух последовательных циклах активности.

Общепринятая кэррингтоновская система координат, по-видимому, не является лучшей из возможных. Более того, ни в какой из постоянных по времени систем координат ситуация не улучшается. Можно было бы ввести изменяющуюся со временем систему координат, но желательно связать её с каким-то реально существующим на Солнце объектом.

Поскольку существует концентрация солнечной активности к структуре глобального магнитного поля, появилась идея создать новую систему координат и связать её с глобальным магнитным диполем, вращающимся относительно кэррингтоновской системы координат. Оказалось, что при этом активные долготы выражены гораздо лучше, более устойчивы со временем и проявляют отчётливо выраженный 11-летний флип-флоп эффект. При этом естественно, что дифференциальное вращение активных долгот должно отличаться от дифференциального вращения индивидуальных пятен, как это и было показано в работах (Benevolenskaya et al., 1999; Bumba et al., 2000; Usoskin et al., 2005).

С использованием гелиомагнитной системы координат становится ясно, почему в кэррингтоновской системе активные долготы неустойчивы, но часто восстанавливаются в следующем цикле или через один цикл. Две полосы активных долгот существуют 15–20 оборотов Солнца, их ширина 40–60° и они располагаются в окрестностях Кэррингтоновских долгот 90° и 270° (Ivanov, 2007; Mordvinov and Kitchatinov, 2004; Kitchatinov and Olemskoi, 2005).

В максимумах нечётных циклов нулевая долгота в обеих системах совпадает, а в чётном цикле отличается на 180 градусов. Это приводит к тому, что активные долготы в обеих системах в максимумах циклов близки. Однако примерно за 20–40 оборотов нулевые долготы разойдутся примерно на 40° и долгота, активная в гелиомагнитной системе, перестанет быть таковой в кэррингтоновской системе. Но через 11 лет ситуация повторится. Поэтому на большом временном интервале можно прийти к убеждению о существовании в кэррингтоновской системе двух устойчивых активных долгот. При этом частота появления солнечных пятен подтверждает существование предпочтительных долгот, разнесённых на $\pm 180^\circ$, которые мигрируют на интервалах в несколько лет в фиксированной системе координат, но проявляются на больших временных интервалах порядка 120 лет.

Гелиомагнитная система координат физически более оправдана, чем кэррингтоновская, так как непосредственно связывает магнитные поля разных масштабов. Её недостаток состоит в том, что она не связана ни с каким легко наблюдаемым объектом на Солнце, а вычисляется задним числом по довольно

трудоемким магнитным измерениям. Поэтому на практике всё равно используется кэррингтоновская система координат.

9.1.4. N-S асимметрия солнечной активности

Классическая (традиционная) парадигма исследования солнечной активности состояла в том, что Солнце рассматривалось как единое целое без деления на полушария. Числа Вольфа обычно вычислялись для всего Солнца, измерялся поток радиоизлучения от всего Солнца, для всего Солнца вычислялись корональные индексы. Теория динамо также традиционно развивалась для одного из полушарий; предполагалось, что оба полушария идентичны. Всё это позволило выявить основные свойства солнечной цикличности. Обнаружены практически синхронные циклические вариации различных индексов, характеризующих проявление активности на всех уровнях атмосферы Солнца от фотосферы до короны.

Однако постепенно выяснилось, что северное и южное полушария работают не вполне идентично. Так, неоднократно отмечалось, что северное полушарие во второй половине XX века долгое время было значительно активнее. Это различие в работе двух полушарий проявляется как северо-южная асимметрия.

Изучению асимметрии посвящено довольно много работ. Так, в частности, асимметрия в распределении солнечных вспышек изучалась в работах (Bell, 1961; Roy, 1977; Yadav et al., 1980; Knoska, 1985; Wilson, 1987; Verma et al., 1987; Garcia, 1990; Bai, 1990; Atac and Ozguc, 1996, 1998; Li et al., 1998), асимметрия в распределении солнечных пятен – в работах (Newton and Milson, 1955; Bell, 1962; Waldmeier, 1957, 1971; White and Trotter, 1977; Howard, 1974; Roy, 1977; Swinson et al., 1986; Vizoso and Ballester, 1990; Carbonell et al., 1993; Oliver and Ballester, 1994; Li and Gu, 2000; Li et al., 2001, 2002; Nagovitsyn and Kuleshova, 2015). Для анализа неоднократно использовались и многие другие индексы солнечной активности: волокна, протуберанцы, радиовсплески, гамма-всплески, солнечный ветер, излучение короны (Siscoe and Coleman, 1969; Waldmeier, 1971; Howard, 1974; Hansen and Hansen, 1975; Sykora, 1980; Badalyan et al., 2008; Badalyan and Obridko, 2011; Verma, 1987; Osguc and Ucer, 1987; Tritakis et al., 1988; Li and Gu, 2000).

Выше на рисунке 2.7 была показана зависимость чисел солнечных пятен от времени раздельно для двух полушарий. Видно, что на фазе спада всегда присутствует асимметрия. Причем до 1970 года она была положительной (число

пятен в северном полушарии было больше). Затем уже на фазе спада 20-го цикла в 70-х годах прошлого столетия произошло изменение знака, и теперь значительно выше число пятен в южном полушарии.

По данным гринвичского ряда данных на интервале около 130 лет показано, что во временном ходе всех рассмотренных величин наблюдается «расстройка» по фазе и по мощности для двух полушарий длительностью от нескольких месяцев до 11.5 лет. Эта несинхронность примерно одинаковым образом проявляется в различных индексах солнечной активности от фотосферы до короны как северо-южная асимметрия. Можно отметить долгопериодическую (~40 лет) волну: в первой части временного интервала доминирует северное полушарие, во второй части – южное. Обнаружена значимая корреляция между индексами асимметрии полного магнитного потока и яркости зелёной корональной линии.

Здесь и далее индекс асимметрии определялся стандартным образом как $A = (N - S)/(N + S)$, где N и S обозначают значения исследуемых величин для северного и южного полушарий, соответственно.

На рис. 9.4 показан ход индексов асимметрии площадей и числа групп солнечных пятен.

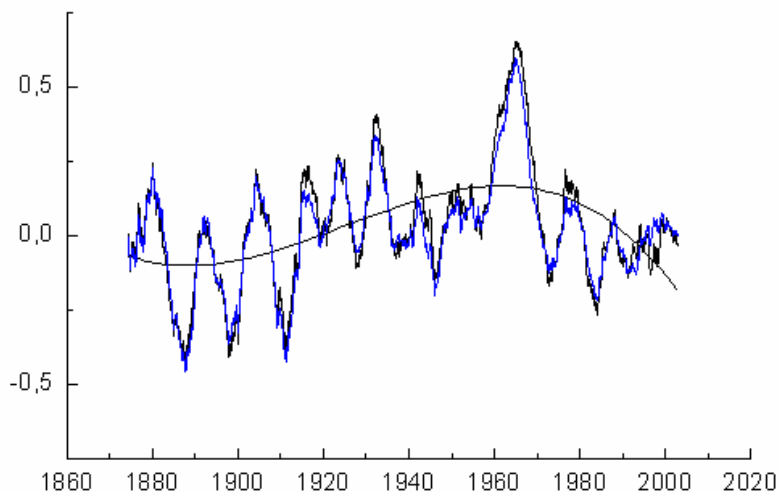


Рис. 9.4. Ход индексов асимметрии площадей и числа групп солнечных пятен.

Из рисунка видно сходство временного хода этих двух индексов асимметрии в больших и малых деталях. В середине 60-х годов XX века наблюдается

усиление положительной асимметрии, и достаточно большая отрицательная асимметрия обнаруживается в нескольких циклах XIX века. На рисунке приведен полином 3 степени. Аналогичный полином для периода 1874–1993 гг. получен в работе (Oliver and Ballester, 1994). Близкое к обнаруженному нами вековое изменение асимметрии по числу групп солнечных пятен получено в работе (Li et al., 2002).

В асимметрии обнаружены квазидвухлетние колебания, причём они выражены даже более четко, чем в порождающих индексах. Амплитуда квазидвухлетних колебаний находится в антикорреляции с величиной асимметрии.

9.2. Циклы крупномасштабного поля

Крупномасштабное магнитное поле также изменяется с 11-летним циклом. Строго говоря, под крупномасштабными магнитными полями следует понимать все поля за пределами активных областей. В этом смысле они распространены по всей поверхности Солнца и не ограничиваются каким-либо поясом широт. Если мы выделяем среди них масштаб, сравнимый с радиусом Солнца, такое поле принято называть **глобальным**. Можно измерять поле вблизи полюсов Солнца, и тогда такое поле следует называть **полярным**. Можно просто анализировать характеристики **поля на поверхности источника**, которое полностью определяется только полями с самым большим масштабом. Можно выделить отдельно **дипольную или квадрупольную составляющие**. Существует ещё термин **общее магнитное поле**, который не имеет четкого физического определения и часто отождествляется с крупномасштабным полем. Наконец, есть ещё измерения **магнитного поля Солнца как звезды** в интегральном потоке. Все эти поля тесно связаны друг с другом, сходным образом зависят от времени и во многих публикациях отличие между ними игнорируется. Тем не менее, следует всегда иметь в виду, что с физической точки зрения всё это совершенно разные объекты и, вообще говоря, в различных приложениях они могут выступать по-разному.

Как уже говорилось, крупномасштабные поля простираются по всей поверхности Солнца. В отличие от локальных полей, с течением времени они дрейфуют к полюсам. Это хорошо видно на рис. 4.6, который показывает измерения продольного поля на обсерватории Китт Пик. Видно, что крупномасштабное поле дрейфует к полюсам, достигая максимума на полюсах одновременно с минимумом локальных полей. Часто можно слышать, что

крупномасштабное поле меняет свой знак в максимуме цикла локальных полей. Это не совсем корректное утверждение, и оно относится только к полярному полю либо к дипольной составляющей крупномасштабного поля (этот момент часто называют *переполюсовкой*). На самом деле смена знака крупномасштабного поля на разных широтах происходит в разное время.

Заметим, что и здесь промежуток времени от смены знака в приэкваториальных широтах до переполюсовки полярного поля занимает больше 11 лет (примерно 15–17 лет).

На рис. 9.5 схематически показана структура силовых линий магнитного поля в минимуме и в максимуме 22 цикла. Расчёты выполнены на основе наблюдений на уровне фотосферы с помощью классической потенциальной модели с поверхностью источника на уровне 2.5 радиусов Солнца.

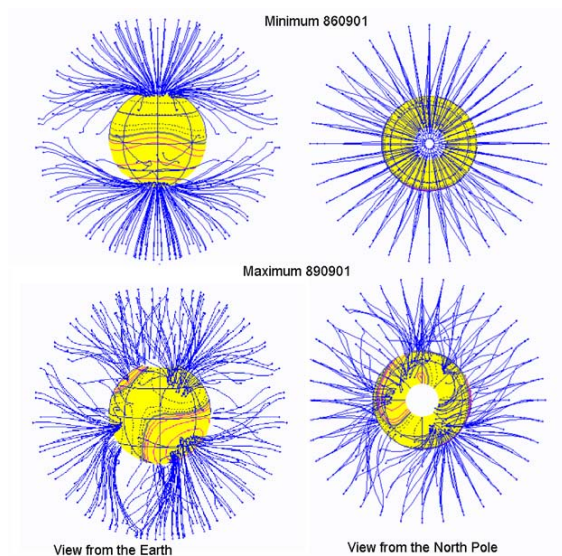


Рис. 9.5. Структура силовых линий крупномасштабного магнитного поля в минимуме и в максимуме 22 цикла.

Другое принципиальное правило локальных полей – закон Хейла – тоже следует пересмотреть в отношении крупномасштабных полей. Вообще говоря, в крупномасштабных полях нельзя говорить о ведущей или ведомой полярности. Поэтому закон Хейла следует переформулировать так: внутри активной области

трансверсальная компонента поля в северном полушарии в нечётном цикле направлена к востоку ($B_\phi < 0$). Имея расчёт всех компонент магнитного поля, этот закон можно проверить для крупномасштабного поля. Естественно, среднее поле B_ϕ вдоль данного круга широты при отсутствии глобальных токов на фотосфере должно быть равно нулю. Но можно подсчитать, одинаковую ли площадь занимают поля с разным знаком B_ϕ . Оказалось, что антихейловское направление B_ϕ в крупномасштабном поле встречается значительно чаще.

Таким образом, локальные поля с хейловским законом направления поля погружены в антихейловскую среду. Это можно интерпретировать как следствие того, что крупномасштабное поле хранит следы предыдущего цикла. В этом смысле крупномасштабное и локальное поля принадлежат к разным циклам. С другой стороны, это может быть специфическим отражением механизма генерации магнитного поля в конвективной зоне.

Собственно дипольное поле меняется в противофазе с локальными полями. Однако бытующее зачастую представление об исчезновении дипольной составляющей в период максимума циклов неверно. На самом деле солнечный диполь подвижен в теле Солнца. В течение некоторого времени на фазе минимума цикла полюс диполя располагается вблизи полюса вращения Солнца, совершая при этом перемещения по долготе, напоминающие прецессию с характерным временем порядка 2 лет. Затем он перемещается в экваториальную зону, где и располагается в течение максимума цикла. Эту ситуацию мы воспринимаем как переполюсовку полярного поля. Затем диполь перемещается в другую полусферу Солнца (Лившиц и Обридко, 2006).

Для характеристики цикла крупномасштабного поля создано несколько индексов (Obridko and Yermakov, 1989; Obridko et al., 1989a; Obridko and Shelting, 1992a,b). Их определение дано выше в Главе 4 (формулы 4.4, 4.5 и рис. 4.1). Легко видеть, что максимумы этих интегральных индексов не совпадают ни с максимумом, ни с минимумом локальных полей, поскольку отражают вариацию крупномасштабных полей на всех широтах.

Особое значение имеют области так называемых открытых полей. Условно под открытым полем принято называть поле, силовые линии которого достигают зоны, где преобладает солнечный ветер. Другими словами, открытым считается поле, силовые линии которого свободно уходят в космическое пространство и образуют магнитную структуру гелиосферы. Хотя они заполняют собой всю гелиосферу (или в рамках традиционной модели – всю поверхность источника), на уровне фотосферы или в нижней короне они обычно обрисовывают собой до-

вольно ограниченные детали. Физически именно они и являются тем агентом, который приводит к возникновению корональных дыр. В минимуме цикла открытые поля образуют нечто вроде полярной шапки, с приближением к максимуму они становятся многосвязными и сдвигаются к средним и экваториальным широтам. В минимуме цикла они могут существовать без значительных изменений несколько лет, в максимуме их характерное время жизни – несколько оборотов. Циклическая вариация открытых полей была изучена на большом временном интервале (Obridko and Shelting, 1999b).

До сих пор в рамках данного раздела мы рассматривали циклы локальных и крупномасштабных полей раздельно как вариацию двух независимых объектов. На самом деле, они, конечно, теснейшим образом связаны. В конечном счёте, скорее всего именно крупномасштабные поля поставляют тот материал, из которого и формируются локальные поля. Обратное пока не ясно. Механизм Бэбкока-Лейтона, в котором крупномасштабное поле формируется из остатков активных областей, встречает ряд возражений.

Изучение глобальных полей ограничивается последними 20–30 годами, для которых имеются более или менее достоверные данные прямых измерений. Однако можно существенно расширить этот временной диапазон, привлекая обширную информацию о полярности крупномасштабного поля, полученную из косвенных данных с использованием H_{α} -наблюдений (Макаров и др., 1987а,б; Obridko et al., 1989b; Obridko and Gaziev, 1992). Оказалось, что нечётная относительно экватора компонента проявляет квазисемнадцатилетний цикл. В чётной относительно экватора компоненте отчётливо видна квазидвухлетняя периодичность, причём поля смещаются к полюсу. Отчётливо видна граница на широте – 40° , где резко меняется распределение полей.

Сопоставление синоптических карт, построенных по этим двум системам измерений, показало их хорошую согласованность как для нечётной, так и для чётной относительно экватора компоненты. Впрочем, в экваториальной зоне коэффициент корреляции между этими системами всё-таки довольно низок из-за неотфильтрованного относительно мелкомасштабного поля в H_{α} .

Можно пойти дальше и рассчитать поле на поверхности источника по косвенным измерениям. На первый взгляд – это попытка с негодными средствами, поскольку H_{α} -наблюдения не содержат информации о напряжённости магнитного поля. Прямые расчёты показали, однако, удивительную близость общих структур, рассчитанных по этим двум системам. Эта близость, по-видимому, связана с тем, что общая структура поля на поверхности источника определяется

слабопеременным крупномасштабным фоновым полем; указанное обстоятельство открывает возможность реконструкции основных структурных особенностей гелиосферы и межпланетного токового слоя с 1915 г., т. е. задолго до начала прямых измерений в космосе (Obridko and Shelting 1999a).

9.3. Циклы некоторых других солнечно-обусловленных процессов

Солнечная активность и связанные с ней процессы в межпланетном пространстве и на Земле образуют весьма сложный комплекс явлений, в которых взаимодействуют, а иногда конкурируют разнообразные механизмы. Непосредственное использование физических величин, описывающих течение тех или иных процессов, как правило, невозможно. Поэтому для описания этого комплекса введено очень большое число индексов, отражающих разные стороны и степень взаимодействия этих процессов. Таких индексов, по разным оценкам, от нескольких десятков до сотни. Без указания конкретной задачи нельзя указать оптимальные рабочие индексы. Поэтому в настоящей работе указаны только некоторые наиболее распространенные из них.

Здесь следует заметить, что и в этом разделе, и в последующих главах книги разнообразные явления будут соотноситься с основными фазами цикла солнечных пятен. Надо всегда иметь в виду, что в целом ряде случаев здесь нет причинно-следственной связи, и непосредственно агентом, вызывающим то или иное явление на Земле, являются не пятна, а другие объекты на Солнце. Просто числа Вольфа за многие годы приобрели характер естественного и удобного календаря солнечной деятельности на интервалах больше года.

Если посмотреть на среднемесячные значения, то видно, что есть квазипериодические вариации солнечной активности и на более коротком, чем 11 лет, временном интервале. Различные исследователи выделяли вариации с характерным временем 2–3 года, 1.1–1.3 года и 160 дней. Следует, однако, заметить, что эти вариации не образуют устойчивых гармонических колебаний, а больше похожи на случайные цуги импульсов с указанными выше характерными временами и случайными сдвигами фазы и не пригодны для временного прогнозирования.

Несколько лучше ситуация на временном интервале в несколько дней или недель. Поскольку синодический период вращения Солнца составляет 27.2753 дня, а время существования крупной активной области – от нескольких недель до нескольких месяцев, наблюдается так называемая 27-дневная повторяемость

солнечной активности. Однако легко видеть, что эта повторяемость (так называемая рекуррентность) неустойчива; крупный центр может возникнуть и исчезнуть, нарушая её. Геомагнитная возмущённость, конечно, связана с солнечной активностью, однако эта связь чисто статистическая и не всегда однозначная.

Это обусловлено тем, что, как уже говорилось, активность Солнца представляет собой довольно сложное явление, включающее несколько процессов разной интенсивности. Кроме того, хотя «11-летний цикл» является определяющим почти для всех процессов на Солнце, однако большинство из них различается по фазе и по локализации на поверхности Солнца. Очень условно по характерным масштабам эти явления можно разделить на локальные и глобальные. К первым можно отнести солнечные пятна, активные области и происходящие в них вспышки, ко вторым – полярные и крупномасштабные магнитные поля, корональные дыры и корональные выбросы массы.

9.3.1. Геомагнитные возмущения

Хотя настоящий раздел посвящен анализу солнечных вариаций и прогнозу событий на Солнце, однако, как будет видно из дальнейшего, иногда «хвост виляет собакой», и геомагнитные данные помогают прогнозировать циклическую деятельность Солнца. Поэтому несколько слов о геомагнитных индексах мы скажем уже здесь.

Геомагнитные возмущения описываются целым рядом индексов: K_p , a_a , A_p , Dst . Хотя каждый из них имеет свою сферу применения, на рисунке 9.6 мы приведём только один из них, а именно A_p .

Видно, что, хотя геомагнитная активность и имеет в первом приближении 11-летнюю периодичность, сходство с кривой числа пятен не очень хорошее. Это еще лучше видно из рисунка 9.7, где сопоставлены числа Вольфа и число дней в году, когда индекс A_p превышал 40 (т.е., по существу, число дней с магнитными бурями выше среднего). Видно, что при общем сходстве, моменты максимумов и минимумов не совпадают. Это ухудшение корреляции между солнечными и геомагнитными данными приблизительно в середине 20-го века было отмечено в работе (Kishcha et al., 1999).

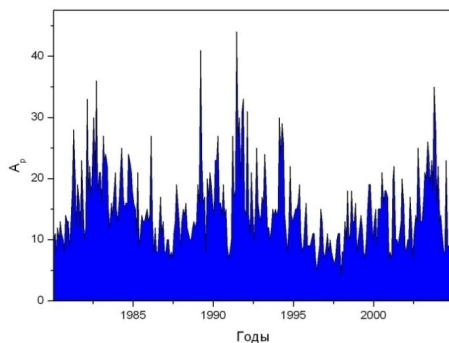


Рис. 9.6. Среднемесячные значения геомагнитного индекса A_p .

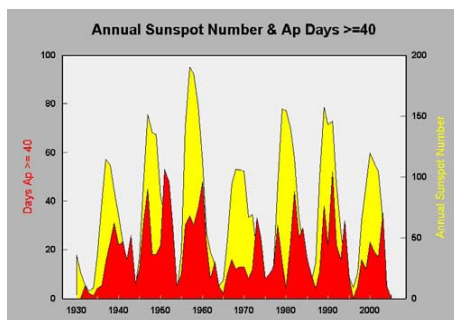


Рис. 9.7 Сопоставление чисел Вольфа и числа дней в году, когда индекс A_p превышал 40.

Однако такой прямолинейный подход поиска прогностической связи геомагнитного индекса с числами солнечных пятен не совсем корректен. Суммарная величина индекса за некоторый интервал времени (месяц или год) не совсем подходит для этой задачи. Дело в том, что магнитные возмущения имеют две популяции (Обридо и др., 2013):

- Сильные магнитные возмущения, как правило, связаны с числом солнечных пятен (SSN), и хотя связь эта статистически очень значима, она не имеет прогностического значения.
- Более слабые бури с постепенным началом отражают влияние корональных дыр и поэтому связаны с глобальным полем и могут использоваться для прогноза.

Таким образом, необходимо рассматривать эти 2 группы геомагнитных возмущений независимо и учитывать как величину, так и число возмущений

разного типа. Когда мы просто используем суммарное значение мощности геомагнитного возмущения, вклад сильных бурь с внезапным началом нарушает картину. Таких бурь в 3 раза меньше, но они, как правило, более интенсивны.

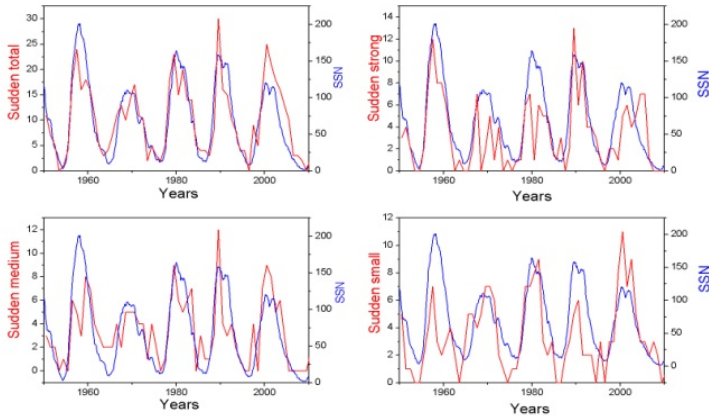


Рис. 9.8. Сопоставление всех, сильных, средних и слабых бурь с внезапным началом (красные кривые) с числом солнечных пятен (синие кривые).

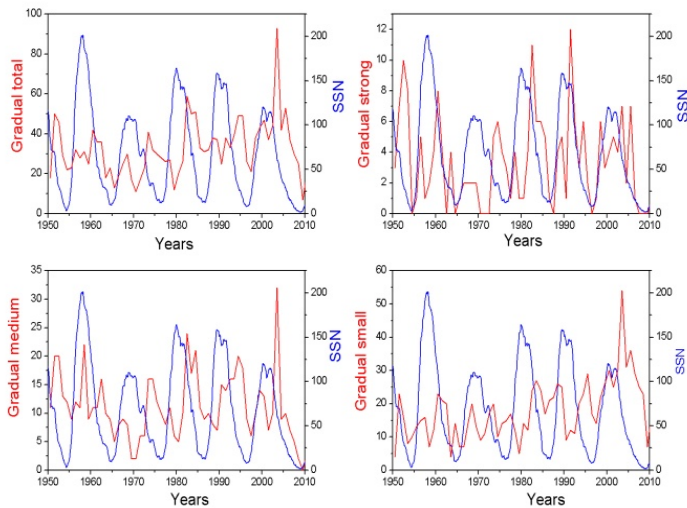


Рис. 9.9. Сопоставление всех, сильных, средних и слабых бурь с постепенным началом (красные кривые) с числом солнечных пятен (синие кривые).

Бури с внезапным началом хорошо согласуются с кривой чисел солнечных пятен, а бури с постепенным началом смещены на несколько лет. При этом сильных бурь обоих типов приблизительно одинаковое число, но средних и слабых бурь с постепенным началом значительно больше, чем бурь той же мощности с внезапным началом. Коэффициент корреляции встречаемости бурь с внезапным началом с числом солнечных пятен довольно велик и составляет 0.872 ± 0.06 . Коэффициент корреляции встречаемости бурь с постепенным началом и числа солнечных пятен наоборот очень мал и фактически равен нулю: 0.014 ± 0.13 .

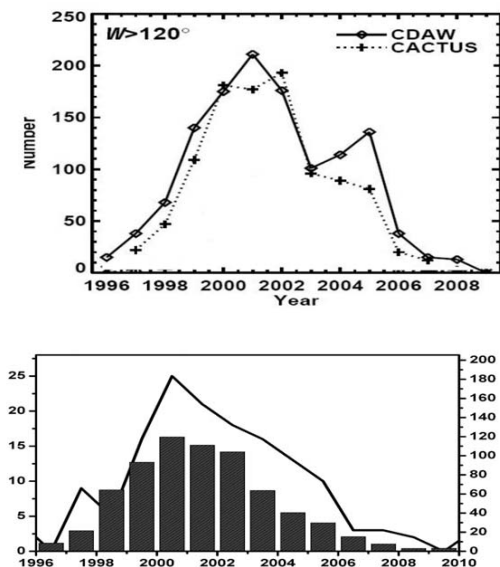


Рис. 9.10. Распределение по годам в 23 цикле корональных выбросов массы, числа солнечных пятен и бурь с внезапным началом.

Дело в том, что бури с внезапным началом определяются выбросами вещества, частота которых, в свою очередь, коррелирует с числом солнечных пятен. Бури же с постепенным началом связаны с высокоскоростными потоками из корональных дыр. Количество корональных дыр возрастает на фазе спада цикла (рис. 9.11а).

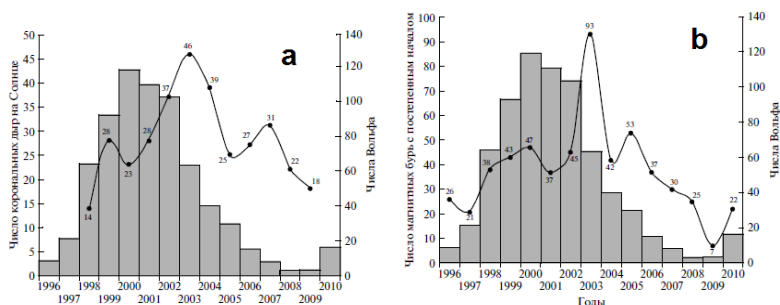


Рис. 9.11. Распределение по годам в 23 цикле корональных дыр (а), числа солнечных пятен и бурь с постепенным началом (б). Зашифровано числа солнечных пятен (версия 1).

Соответственно, смещена относительно максимума цикла и частота бурь с постепенным началом (рис. 9.11б).

Поскольку бури с постепенным началом тесно связаны с крупномасштабным полем, которое, в свою очередь, влияет на интенсивность полярного поля и служит строительным материалом для следующего цикла, неудивительно, что существуют попытки использовать геомагнитные данные для прогнозирования следующего цикла. К этому вопросу мы вернёмся в главе, посвящённой прогнозам солнечной активности.

9.3.2. Интенсивность солнечной радиации

Долгое время не удавалось определить, изменяется ли интегральный поток солнечной радиации со временем, поэтому общепотребительным был термин «солнечная постоянная». Только в два последних десятилетия удалось обнаружить, что вариация всё-таки существует, но она очень мала, в пределах 0.1%. Теперь принят термин «интегральное солнечное излучение» или «total solar irradiance». Дополнительной трудностью является необходимость сведения воедино наблюдений на разных инструментах и космических аппаратах.

Интегральное солнечное излучение изменяется в фазе с 11-летним циклом, амплитуда колебаний составляет примерно 0.5 W/m^2 при среднем значении «солнечной постоянной» $\approx 1366.3 \text{ W/m}^2$. Отдельные вариации могут быть существенно больше, до $2\text{--}3 \text{ W/m}^2$. Природа этих кратковременных вариаций пока неясна. Скорее всего, они связаны с прохождением по диску больших групп солнечных пятен и факелов. Есть работы, в которых сделана попытка связать не-которые из этих вариаций с солнечными вспышками.

Наблюдается слабый спад солнечного излучения в течение последних 40 лет. В принципе его можно интерпретировать как следствие общего спада солнечной активности. Влияние этого эффекта на климат Земли пока не ясно ввиду многих других факторов как природного, так и антропогенного происхождения.

9.3.3. Вариация галактических космических лучей

Приходящие от Солнца облака плазмы, заполняя гелиосферу, затрудняют приход к Земле галактических космических лучей. Этот эффект регистрируется на нейтронных мониторах.

На рис. 9.12 показана вариация притока космических лучей в процентах от средней величины, зарегистрированная на станции космических лучей ИЗМИРАН. Здесь также виден 11-летний цикл, но минимумы несколько сдвинуты по сравнению с максимумами чисел Вольфа. Это связано с тем, что на заполнение гелиосферы сильно влияют крупномасштабные поля, вариация которых смещена по фазе по отношению к циклу чисел Вольфа.

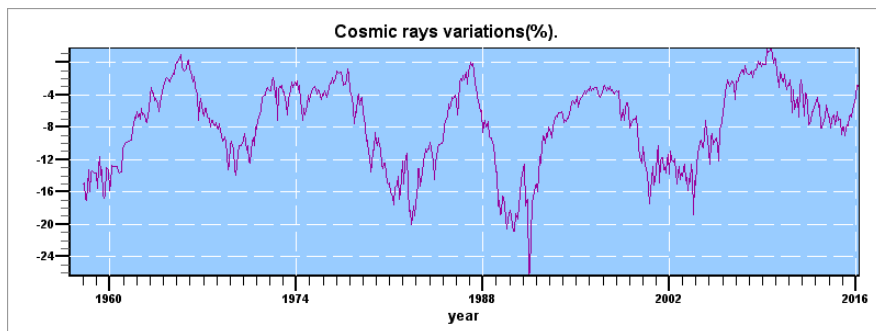


Рис. 9.12. Вариация притока космических лучей (среднемесячные значения).

В заключение этого раздела о циклических вариациях различных индексов мы приводим график (рис. 9.13), где на примере 21 цикла показана внутрицикловая вариация различных индексов солнечной активности. Кривые специально расположены так, чтобы показать их изменение при переходе от индексов локальных полей к крупномасштабным и глобальным полям. Индексы локальных полей (площадь флоккулов I и рентгеновский поток X) в общем близки к поведению числа солнечных пятен R_z . Впрочем, в рентгеновский поток

дают повышенный вклад большие активные области и вспышки, и это несколько смещает максимум индекса X в сторону вторичного максимума числа пятен. При дальнейшем увеличении вклада крупномасштабных полей максимум смещается ещё дальше в начало фазы спада числа пятен (полный поток в линии $K\ CaII$, корональный индекс, среднее магнитное поле на Солнце при измерении его как звезды, и, наконец, геомагнитный индекс aa).

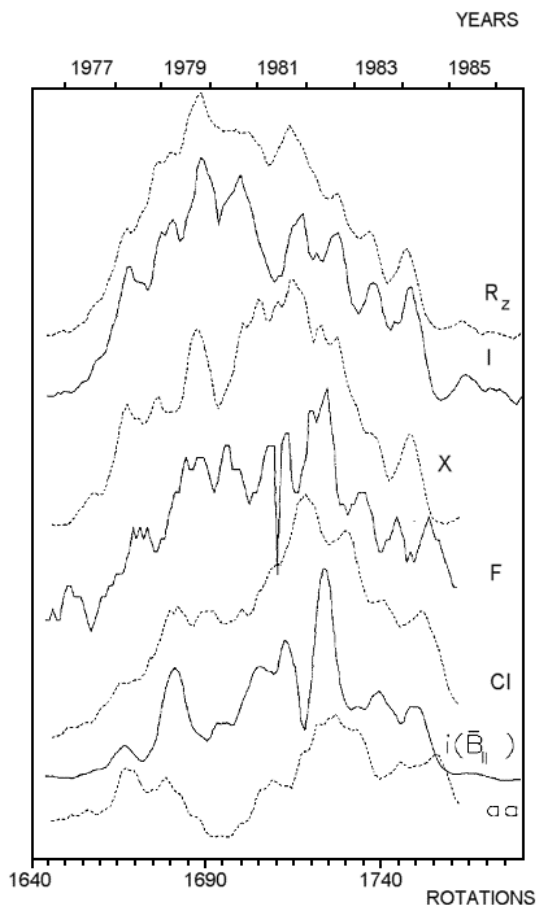


Рис. 9.13. Циклическая вариация некоторых гелиогеофизических индексов: число солнечных пятен (R_z), индекс кальциевых флокулов (I), рентгеновский поток в диапазоне $1-8\ \text{\AA}$ (X), полный поток от всего диска в линии $K\ CaII$ (Cl), магнитное поле Солнца как звезды $i(B_{||})$ и геомагнитный индекс aa .

9.4. Проблема выбора адекватных индексов

Проблема создания физически обоснованных индексов солнечной активности очень непростая. Наблюдения позволяют оценить пятнообразовательную деятельность Солнца относительным числом Вольфа R_z (линейная комбинация числа групп пятен и общего числа пятен), числами наблюдаемых и новых групп пятен, средней наблюдаемой продолжительностью жизни групп пятен t , суммарной площадью групп пятен A . М. Копецкий в 1956 г. ввел понятие первичных физических индексов пятнообразования: частоты возникновения новых групп пятен f_0 и средней продолжительности их жизни (мощности) T_o . Оказывается, что все упомянутые непосредственно наблюдаемые индексы, если учесть эмпирические отношения между ними, являются сравнительно простыми функциями f_0 и T_o , т. е. они суть производные индексы. Большинство традиционных солнечных индексов выражается через произведение степенных функций f_0 и T_o . Однако практически в эти соотношения входят некоторые параметры, изменяющиеся с фазой 11-летнего и векового циклов. Кроме того, факторы, связанные с условиями наблюдений, значительно затрудняют надёжность оценивания первичных индексов пятнообразования по результатам наблюдений.

Рассмотрим хэйловский 22-летний магнитный цикл, являющийся физически обоснованным объединением 11-летних циклов в пары по правилу Гневешева-Оля. Два такта этого цикла неравноценны, и это сегодня малопонятно с теоретической точки зрения. По существу мы имеем дело с качественно разными половинами 22-летнего цикла. Предшествующие чётные циклы ниже по высоте и мощности (суммы среднегодовых чисел Вольфа), чем последующие нечётные. По данным гринвичских каталогов с 1874 по 1976 гг. в чётных циклах T_o интегрально больше, чем в нечётных, а f_0 ведёт себя противоположным образом. Заметим, что 11-летний цикл это, по существу, квадратичная форма от 22-летнего цикла. Число солнечных пятен безразлично к знаку как локальных, так и глобальных полей. В то же время знак поля не безразличен для целого ряда процессов взаимодействия солнечных агентов с атмосферой и магнитосферой Земли. Это приводит к доминированию 22-летней цикличности над 11-летней в некоторых солнечно-обусловленных геофизических явлениях.

Предложено довольно большое количество новых индексов, которые мы не будем здесь перечислять, тем более что они в общем не получили широкого распространения. Особое значение имеет проблема взаимосвязи различных индексов. Рассмотренный выше пример с первичными индексами приводит к важному

понятию мультипликативности временных рядов солнечных индексов. В мультипликативной модели мы можем выявить некоторый набор модулирующих «независимых» частот, которым соответствуют индивидуальные моды. Число этих мод определяет число формальных степеней свободы, т. е. размерность информативного фазового пространства или верхнюю границу числа независимых управляющих физических переменных. При этом конечная модель должна быть сразу нелинейной, включать все мультипликативные факторы и описывать нелинейные взаимодействия на одном и на разных уровнях иерархии.

9.5. Иерархия циклов

Рассмотрим существующую иерархию временных закономерностей поведения индексов локальных магнитных полей как основных проявлений солнечной активности в традиционном понимании. Первую (низшую) ступень занимают так называемые сильные флуктуации пятнообразовательной деятельности с характерной продолжительностью 3–7 оборотов и с сильно выраженной пространственной (долготной) локализацией. Иногда они охватывают всю поверхность Солнца и проявляются в «одновременном» возникновении очень мощных групп пятен на разных долготах.

Далее следуют квазидвухлетние вариации солнечной активности. Они наиболее заметны в периоды максимума солнечной активности. Однако складывается впечатление, что они не представляют собой циклическую вариацию. Это похоже на отдельные не связанные между собой импульсы с характерным временем 1.8–3.0 года.

Мы уже много говорили о явлениях следующего уровня иерархии – 11- и 22-летних циклах, поэтому не будем на них останавливаться. Подчеркнём лишь, что установлены единые пространственные структуры для всего Солнца: широтные дрейфы зон различных проявлений активности к экватору и к полюсу в течение всего цикла и зоны активных долгот, существующие несколько циклов и приводящие к долготной расчлененности поверхности Солнца.

Циклы большей продолжительности обнаруживаются по косвенным оценкам уровня солнечной активности по радиоизотопным данным, по кольцам деревьев, по ленточным глинам, по частоте наблюдаемых комет и полярных сияний, изменению климата и урожайности, осадкам на дне озер и пр. Не вдаваясь в подробный анализ многочисленных работ в этой области, отметим, что наиболее часто упоминаются здесь периоды 200 (цикл Зюсса или де Врие), 400 (цикл Лин-

ка), 600, 800 лет, т. е. кратные повторения двойного векового периода. Имеются сведения о существовании длительного цикла ~2500 лет (цикл Холлстадта), однако его необусловленность климатическими изменениями на Земле неочевидна. Впрочем, точность определения периодов в этих работах невелика, тем более, что «периоды» варьируют (Наговицын, 2014). Начиная с двойного векового цикла, мы ничего не можем сказать о пространственной организации проявлений солнечной активности на протяжении этого и последующих циклов.

Следующий уровень иерархии соответствует вековому циклу продолжительностью 80–130 лет. По-видимому, вековой цикл – главная вариация индекса T_0 и основная вариация северо-южной асимметрии солнечной активности. Ряд авторов по некоторым специальным индексам выявляет в качестве векового цикла продолжительностью около 55 лет (Витинский и др., 1986а; Kuklin, 1986; Бердичевская, 1967; Trellis, 1973; Yoshimura, 1979; Куклин, 1984).

Циклические вариации фоновых и глобальных магнитных полей весьма многообразны, и их описание пока недостаточно формализовано. О первых шагах по введению адекватных индексов глобальных полей будет сказано ниже. В большинстве существующих работ проводится полукачественное описание морфологии циклических вариаций.

В «королевской» зоне вблизи меридионально-ориентированных линий раздела полярностей (ЛРП) обычно концентрируется повышенная активность: мощные активные области, мощные протонные вспышки, комплексы активности и пр. Такие ЛРП должны чаще встречаться в зонах активных долгот. Внутри же униполярных участков (областей) фоновая активность, как правило, представлена короткоживущими малыми АО, хотя иногда и многочисленными. На широтах более 50° ЛРП почти всегда ориентированы вдоль параллелей и играют уже совсем другую роль: они разделяют две системы магнитных полей.

Протяжённые квазиуниполярные участки, несомненно, связаны с корональными дырами, которые сами по себе являются важным индексом циклической вариации глобальных магнитных полей. На циклической кривой глобальных магнитных полей наблюдаются одно- и многократные переполосовки. Многократные переполосовки, как правило, имеют место в чётных циклах и чаще для ведущей полярности по Хэйлу.

9.6. Опорные и переломные точки солнечного цикла

В 1986 г. Ю.И. Витинский с соавторами (Витинский и др., 1986б) предложили первый вариант сценария 11-летнего цикла, позднее уточнённый в работах (Kuklin et al., 1990; Vitinsky et al., 1989; Куклин и др., 1988), который представлял собой осмысление положения внутри цикла всей совокупности проявлений солнечной активности. Согласно этому сценарию обычный 11-летний цикл с номером N по цюрихской нумерации содержит следующие фазы (эпохи): минимума — от t_{Dm} до $<t_{mA}$, включая минимум Min; роста — от t_{mA} до t_{AM} ; максимума — от t_{AM} до t_{MD} , включая сам максимум Max; спада — от t_{MD} до t_{Dm} и следующего минимума — от t_{Dm} до t_{mA} . Важно отметить, что опорные точки, разделяющие основные фазы, определяются не по какому-либо одному параметру, а по полной информации об активности Солнца. В дальнейшем только эти точки мы будем называть опорными. Некоторые из них совпадают с найденными только из анализа чисел Вольфа переломными точками С.М. Козика (1949) и В.Ф. Чистякова (1965, 1973).

Можно достаточно формально определить опорную (переломную) точку как скачок первой производной по времени какого-либо индекса. Г.В. Куклин (1992) разработал алгоритм оптимальной кусочно-линейной аппроксимации циклической кривой и выявления возможных переломных точек на такой кривой и опубликовал каталог возможных переломных точек для 11–21-го циклов. Однако установленные по циклической кривой одного индекса переломные точки представляют интерес лишь в том случае, когда они совпадают с переломными точками циклических кривых других индексов. Иначе они отражают только микроструктуру и флуктуации циклической кривой данного индекса.

Выяснилось, что упомянутые опорные точки определяются по самым разным индексам солнечной активности вполне однозначно. Что же касается переломных точек, то картина оказалась не столь согласованной. Однако непредвзятый анализ (когда совокупность положений опорных и переломных точек была заранее «неизвестна») показал, что в эти моменты существенно меняются соотношение $S_a - R_z$ в кусочно-линейной аппроксимации (Куклин, 1992), регрессионные соотношения для пересчёта S-компоненты солнечного радиоизлучения с одной частоты на другую (Куклин и др., 1989), пространственно-структурная организация проявлений солнечной активности (Головки и Куклин, 1993), диаграмма «широта – время» режимов свечения зелёной короны (Бадалян и Куклин, 1993), перестройка долготной расчленённости низкоширотных фотосферных

магнитных полей (Куклин и Плюснина, 1986), тонкая структура максимумов солнечных циклов (Витинский, 1992), режим возникновения сильных флуктуаций солнечной активности (Витинский, 1980, 1981а,б), эфемерные квазиэкваториальные диполи (Куклин, 1991), аномалии индекса рекуррентности геомагнитной активности (Левитин и др., 1995). Большинство этих данных приведено на сводной диаграмме в статье (Обридо и Куклин, 1994).

Таким образом, мы имеем право полагать, что в опорных точках безусловно, а в переломных – условно происходит смена режимов организации проявлений солнечной активности и, следовательно, организации солнечно-обусловленных геофизических возмущений и других следствий солнечно-земных связей. Физический смысл или значение опорных (возможно, и переломных) точек получает должное обоснование и открывает путь для дальнейших изысканий в этом направлении.

Сам факт существования опорных и переломных точек в солнечном цикле имеет чрезвычайно большое значение. Система опорных точек служит жёстким «скелетом» любого 11-летнего цикла. Смена режимов, диктуемая существованием этих точек, означает кардинальную перестройку структуры всей совокупности солнечных магнитных полей по довольно общему сценарию для большинства «нормальных» циклов. Следовательно, столь же кардинально должны в эти «моменты» (они не мгновенны, а растягиваются на некоторое время из-за естественной инерционности) измениться и соответствующие глобальные системы электрических токов.

На основании сказанного теперь следует переформулировать постановку задачи прогноза солнечной активности. Она будет отличаться от прежней. Сначала надлежит дать прогноз положений опорных и переломных точек. Далее, по предыстории оценить в вероятностном смысле, включение каких режимов можно ожидать, и описать предполагаемую картину поведения индексов. Затем необходимо оценить вклад хаотической неопределённости в наш прогноз. Такой прогноз частоты возникновения сильных вспышек, мощных групп пятен, образования комплексов активности хотя и трудоёмок, но в принципе сравнительно прост, за исключением некоторых деталей. Тем не менее, в утилитарном аспекте для этого достаточно эмпирико-статистической модели.

9.7. Глобальная магнитология Солнца

В работе (Обридко и Ермаков, 1989) был введён индекс, представляющий собой средний квадрат магнитного поля на поверхности Солнца или на любой другой поверхности заданного радиуса. Значения этого полного и парциальных (зональных и секторальных) индексов образуют «паспорт» опорной точки. Кроме того, циклические кривые индекса на поверхности источника очень похожи на аналогичную кривую, построенную по измерениям магнитного поля Солнца как звезды. Сравнивая различные солнечные индексы с числами Вольфа и индексами глобального поля, можно оценить относительную роль различных фундаментальных процессов на Солнце. Таким образом было выявлено, что корональные дыры определяются глобальными полями и, вопреки общепринятому мнению, вращаются не как твердое тело (Обридко и Шельтинг, 1988, 1990, 1992а,б).

Выше в Главе 4 на рис. 4.1 показан ход индекса глобального поля $i(B_r)$. Для уточнения некоторых характерных точек цикла можно использовать индекс рекуррентности геомагнитной активности IR , введенный в работе (Левитин и др., 1995) (ранее аналогичные индексы вводились другими авторами (Сарджент, 1982; Бумба и Хейна, 1990)).

Вблизи эпохи минимумов индекс рекуррентности IR резко убывает, уменьшаясь за несколько месяцев в 3–6 раз от своего максимального значения. Минимальное значение IR достигается несколько позже календарной даты минимума. Величина этого сдвига связана, по всей видимости, с длительностью фазы минимума, и самые минимальные значения IR достигаются вблизи даты конца минимума — опорной точки $t_{мд}$. Затем начинается постепенный рост IR , когда длительное время индекс рекуррентности остается небольшим по величине, осциллируя случайным образом около значений 0,2–0,4. Такое поведение IR продолжается в течение всей фазы роста и фазы максимума цикла солнечных пятен, фактически до точки $t_{мд}$, где кончается солнечный максимум и начинается фаза спада. Это очень важная точка, вблизи которой, по мнению ряда исследователей, происходит переполюсовка магнитного поля Солнца и начинается так называемый удлинённый 17-летний солнечный цикл. Именно с этого момента индекс рекуррентности начинает быстро увеличиваться, достигая непосредственно вблизи календарной даты солнечного минимума своего максимального значения. Это отражает известный факт устойчивой рекуррентности геомагнитных возмущений на фазе спада солнечной активности. Затем происходит срыв рекуррентно-

сти и IR резко падает до минимального уровня – цикл его изменений завершился.

Заметим, что вблизи точки t_{mA} находятся точки равновесия глобальных и аномальных полей, определяющие естественные границы циклов. Отсюда ясно, что фазу минимума следует относить к предыдущему циклу чисел Вольфа.

9.7.1. Циклическая вариация индексов глобального магнитного поля

Для удобства чтения повторим ниже уже приведенные в главе 4 формулы. В потенциальном приближении можно описать магнитное поле в слое между фотосферой и некоторой поверхностью источника следующим образом.

$$B_r = \sum P_n^m (\cos \vartheta) (g_{nm} \cos m\phi + h_{nm} \sin m\phi) \left((n+1)(R_\odot / R)^{n+2} - n(R / R_s)^{n-1} c_n \right) \quad (9.4)$$

$$B_\vartheta = -\sum \frac{\partial P_n^m (\cos \vartheta)}{\partial \vartheta} (g_{nm} \cos m\phi + h_{nm} \sin m\phi) \left((R_\odot / R)^{n+2} + (R / R_s)^{n-1} c_n \right) \quad (9.5)$$

$$B_\phi = -\sum \frac{m}{\sin \vartheta} P_n^m (\cos \vartheta) (h_{nm} \cos m\phi - g_{nm} \sin m\phi) \left((R_\odot / R)^{n+2} + (R / R_s)^{n-1} c_n \right) \quad (9.6)$$

Здесь, $0 \leq m \leq n < N$ (обычно $N=9$), $c_n = -(R_\odot / R_s)^{n+2}$, P_n^m – полиномы Лежандра, g_{nm} и h_{nm} – коэффициенты сферического гармонического анализа, полученные из сопоставления с наблюдениями на уровне фотосферы. R_\odot и R_s – радиусы поверхности Солнца и поверхности источника, соответственно. Обычно принимается $R_\odot = 1$ и $R_s = 2.5$, отсчитываемые от центра Солнца.

Средний квадрат радиального магнитного поля на поверхностях фотосферы R_\odot и источника R_s записывается следующим образом:

$$i(B_r)|_{R_0} = \sum_{lm} \frac{(l+1+l\zeta^{2l+1})^2}{2l+1} (g_{lm}^2 + h_{lm}^2), \quad (9.7)$$

$$i(B_r)|_{R_s} = \sum_{lm} (2l+1) \zeta^{2l+4} (g_{lm}^2 + h_{lm}^2), \quad (9.8)$$

где $\zeta = R_\odot / R_s$.

Иногда полезно использовать также парциальные индексы, а именно:

ZE – зонально-четная составляющая ($m = 0, l = 2k$),

ZO – зонально-нечетная составляющая ($m = 0, l = 2k + 1$),

SE – секторально-четная составляющая ($m = l = 2k$),

SO – секторально-нечетная составляющая ($m = l = 2k + 1$).

Эти индексы рассчитываются по тем же формулам (9.7) и (9.8) с учетом указанных выше ограничений на k и l .

Физический смысл этих индексов состоит в следующем. ZO – индекс симметрии мультиполей, ориентированных вдоль оси вращения (то есть так же, как основной диполь), и имеющих нечётную относительно экватора симметрию. Это основная составляющая глобального магнитного поля в период минимума цикла на поверхности источника, когда исчезают все остальные компоненты. ZE мал, в соответствии с правилом симметрии магнитного поля (закон Хейла для глобального поля). SO и SE соответствуют структуре наклонного ротатора и дают секторную структуру с 2 и 6 или 4 секторами, соответственно.

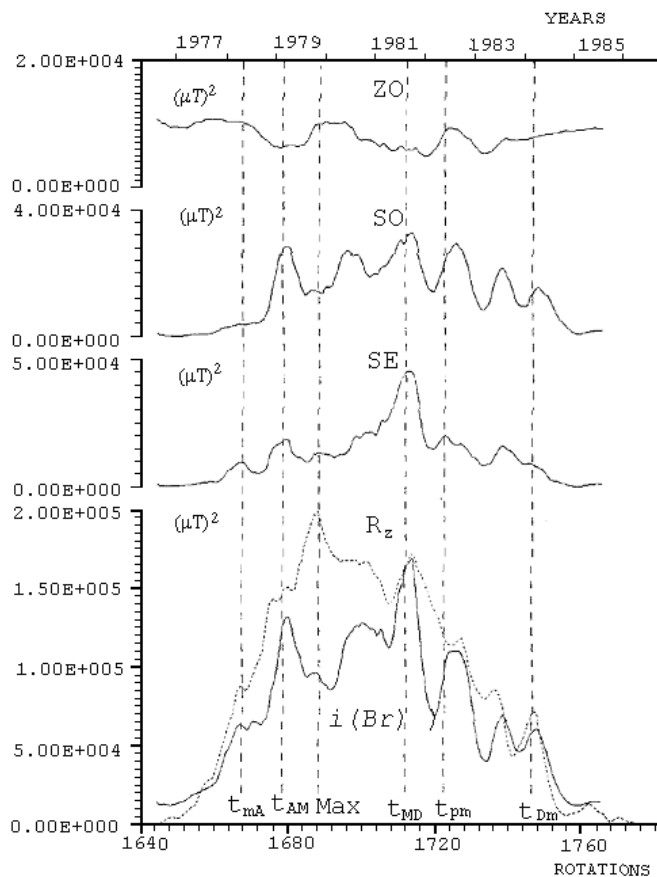


Рис. 9.14. Циклическая вариация индексов глобального поля на уровне фотосферы в единицах $(\mu T)^2$. Пунктирная кривая представляет собой число солнечных пятен. Отмечены опорные точки цикла.

Зависимость индексов от времени показана на рис. 9.14 и 9.15 для 21 цикла. Все кривые сглажены по 6 оборотам.

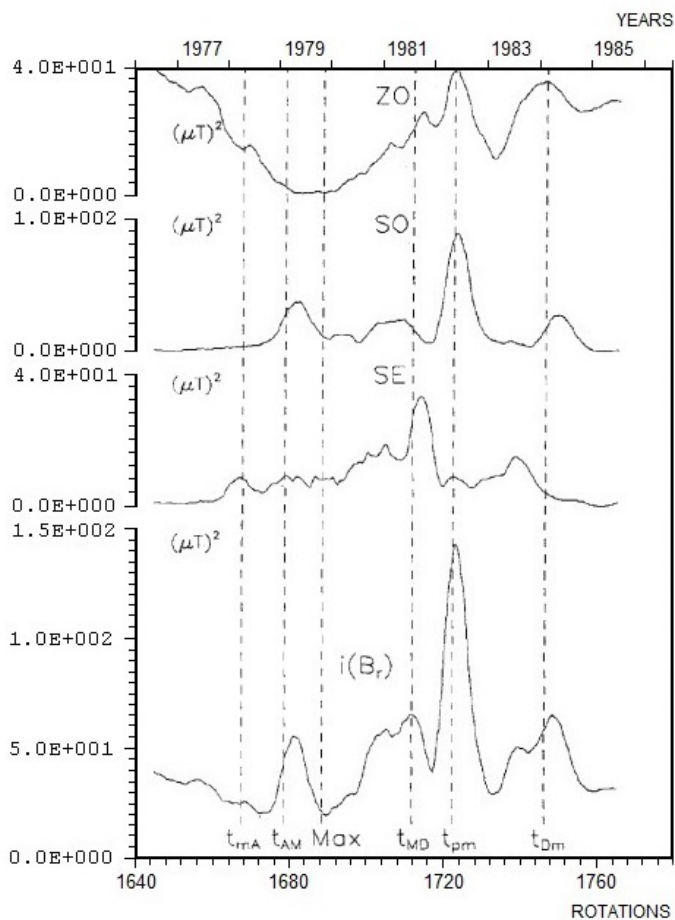


Рис. 9.15. Вариация индексов глобального поля на поверхности источника.

Более подробно графики индексов глобального поля на широком временном интервале и их связь с опорными точками циклов описаны в работах (Obridko and Shelting, 1992a,b; Обридко и Шельтинг, 2003a).

9.8. Синергетика солнечного цикла

Ранее мы уже упоминали, что характерное свойство обобщенного понятия совокупности проявлений солнечной активности – существование иерархии циклов и структур. Следует, однако, иметь в виду, что иерархия на Солнце «мягкая», т. е. допускает как основную моду – управление низших элементов высшими, так и обратные процессы.

Сам факт существования иерархических структур на Солнце – свидетельство наличия самоорганизации тех явлений и процессов, что мы наблюдаем. Отсюда непосредственно следует понимание необходимости использования концепций и средств синергетики. В большинстве случаев процессы на Солнце могут быть описаны локальной системой 7–10 нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, при некоторых нестрогих условиях заменяемой эквивалентной системой обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений. Сегодня такие системы – главный объект изучения теории нелинейных динамических систем, которые порождают то, что мы теперь называем «детерминированным хаосом».

Наблюдаемая кривая изменений каждого индекса содержит три составляющие. Регулярная составляющая описывает решение системы дифференциальных уравнений при абсолютно точном задании начальных условий. Детерминированно-хаотическая составляющая обусловлена неточностью фактического задания начальных условий для нелинейной динамической системы, у которой заведомо могут существовать неустойчивые решения. Стохастическая составляющая, скорее всего, распределённая отнюдь не по гауссовому нормальному закону, отражает шумы или погрешности наблюдений.

Если мы теперь рассмотрим совокупность временных рядов различных индексов солнечной активности, то увидим, что на временных масштабах разного порядка обнаруживается одна и та же картина. Различаясь количественно по продолжительности интервала времени и по характерной амплитуде, качественно эти временные ряды представляют собой чередование временных промежутков регулярного и хаотического поведения на всех иерархических уровнях. Иначе говоря, мы наблюдаем на Солнце для множества явлений перемежаемость, смену регулярных и хаотических режимов.

Временные масштабы такой эволюции различны для разных проявлений солнечной активности. Например, депрессии солнечной активности типа маун-

деровских минимумов, сохраняя саму цикличность изменений показателей локальных магнитных полей (числа Вольфа), сильно искажают форму циклических кривых и понижают их высоту, а также нарушают типичные соотношения и связи параметров солнечных циклов. Внутри 11-летнего цикла существуют периоды условно устойчивого пространственного распределения фоновых магнитных полей, которые сменяются почти беспорядочными вариациями. Любопытно, что эти включения и выключения регулярного режима для фоновых магнитных полей инициируют явления перемежаемости других индексов солнечной активности. Есть основания полагать, что упомянутые ранее переломные точки разных классов значимости маркируют такие смены режимов. Для понимания сущности 11-летнего цикла важно, что явления перемежаемости, приводящие к смене режимов функционирования солнечной активности, проявляют себя чётко на большинстве уровней иерархии.

При таком подходе возникают две важные проблемы. Во-первых, необходимо определить относительный вклад регулярной и фрактальной составляющих в наблюдаемые изменения солнечных индексов. Иначе говоря, установить, что происходит на Солнце: регулярные вариации, искаженные обычным шумом и хаотичностью, присущей основным процессам по природе их нелинейности, или это последовательность хаотических всплесков активности, слабо упорядоченных внешними факторами, т. е. воздействием других уровней иерархии. В последнем случае порядок иерархии обращается.

Во-вторых, следует определить управляющие физические переменные. Записав систему n дифференциальных уравнений, определяющих поведение изучаемого объекта, т. е. приняв такую модель его, мы фиксируем n «важных» физических переменных и можем использовать фазовое пространство соответствующей размерности. Здесь возможна ситуация, когда модель не содержит некоторых существенных переменных. Однако это достаточно несложно выявляется при сравнении наблюдений с моделью и может быть преодолено переходом к фазовому пространству большей размерности (метод Такенса-Паккарда). В действительности фазовые траектории объекта в n -мерном пространстве располагаются в подпространстве меньшей размерности, которая, как правило, ещё дробная величина в силу нелинейной хаотичности процесса. Количественное определение величины этой размерности содержит сведения о числе управляющих физических переменных и о степени хаотичности объекта по фрактальности этой размерности.

В заключение данного раздела следует перечислить достаточно важные, но ещё редкие результаты применения методов фрактального анализа и хаотической динамики к явлениям и процессам на Солнце. В работе (Kurths and Herzel, 1986) было показано, что тонкая структура микроволновых радиовсплесков имеет фрактальную природу. Л.М. Зелёный и А.В. Милованов (1991) установили, что внешняя граница полутени солнечных пятен имеет фрактальную размерность, и пытались построить адекватную физическую модель. Э.И. Могилевский (1994) обнаружил, что фрактальная размерность внешней границы полутени солнечных пятен изменяется с возрастом пятна и уровнем активности в его окрестностях (вспышки и пр.). Любопытно напомнить, что Г.В. Куклин и Л.А. Плюснина (1979) также обнаружили связь между степенью изрезанности границ комплекса активности (сегодня читай – фрактальная размерность границ) и вероятностью возникновения источника высокоскоростного потока солнечного ветра в окрестностях данного комплекса активности. Мультифрактальность пространственного распределения фотосферных магнитных полей была показана в работе (Lawrence et al., 1993). Ещё ранее фрактальность фотосферных магнитных полей рассматривалась в статьях (Lawrence and Schrijver, 1992; Schrijver et al., 1992). В это же время коллективом авторов (Айманова и др., 1992) были выполнены оценки фрактальной размерности рядов полярности фоновых магнитных полей с 1915 г. до наших дней по широтным поясам от полюса к экватору. Эти оценки указывают на рост числа управляющих переменных от двух в полярных зонах до пяти в приэкваториальной зоне.

Для временных рядов индексов солнечной активности фрактальный анализ был принят на вооружение с 1987 г. Для временного ряда чисел Вольфа Й. Куртс (Kurths, 1987) получил фрактальную размерность 2,17 (метод корреляционного интеграла) и, оценив колмогоровскую энтропию процесса, получил предел заблаговременности прогноза среднемесячных значений чисел Вольфа порядка 20–25 месяцев (что совпадает с типичной продолжительностью квазидвухлетней вариации солнечной активности). Позднее он совместно с Рузмайкиным определил порядок оптимальной авторегрессионной модели для прогноза тех же величин. По оценкам разных авторов, фрактальная размерность временного ряда чисел Вольфа D_2 составляет: 2,0–4,3 (Остряков и Усоскин, 1988); 3,3 (Gizzatullina et al., 1990); 1,6–1,9 (Айманова и Макаренко, 1988) и т. д. Этот разнобой в оценках был истолкован Куклиным и Мордвиновым в 1989 г. как указание на неоднородность солнечного аттрактора, т. е. разные размерности для разных масштабов

и частей той области фазового пространства, куда притягиваются фазовые траектории.

ЧАСТЬ II.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ НА ДЛИТЕЛЬНЫХ ВРЕМЕННЫХ ШКАЛАХ

Глава 10. ПОДХОД ВРЕМЕННЫХ ШКАЛ

10.1. Служба Солнца и её задачи

Родоначальником Службы Солнца в её современном смысле следует считать Р. Вольфа, который в конце 40-х годов XIX века положил начало регулярным наблюдениям СА. Эта международная программа задумывалась как долгосрочная. В ходе её выполнения особое внимание было уделено корректности стыковки индивидуальных рядов индекса у разных наблюдателей на разных обсерваториях. Например, в период смены основного наблюдателя в Цюрихе предпринимались специальные меры для обеспечения однородности принятой системы. В общей сложности, программа Вольфа просуществовала в Цюрихской обсерватории более 130 лет. За это время были также обобщены данные наблюдений XVIII – первой половины XIX вв. В результате, к концу 70-х годов XX в. исследователи солнечной активности имели в своем распоряжении однородный 280-летний ряд цюрихского числа Вольфа R_z , который, к сожалению, был прекращен в 1980 г. Эта служба была передана Бельгийской королевской обсерватории; создаваемый ею ряд стал называться международным. Так продолжалось до последних лет, когда международная группа исследователей создала «версию 2.0» ряда относительных чисел пятен (2014 г.).

Основная задача Службы Солнца – создание длительных однородных временных рядов индексов солнечной активности. При этом подразумевается привязка к какой-то конкретной наблюдательной системе. Поэтому говорят о:

- *цюрихском (международном) числе Вольфа* или *относительном числе пятен* (в версиях 1.0 или 2.0);
- *числе групп пятен (групповом числе пятен) в системе Хойта-Шаттена* (Hoyt and Schatten, 1998) – «версия 1.0) или *Свальгаарда-Шаттена* (Svalgaard and Schatten, 2016) – «версия 2.0»
- *гринвичской площади пятен*;

- числе полярных факелов в *маунт-вилсоновской системе* (или *системе Шили*);
- радиопотоке на длине волны 10.7 см в *системе Оттавы* – и т.п.

Ниже мы будем уделять особое внимание понятию однородности рядов. Это вызвано тем обстоятельством, что при восстановлении длительных версий временных рядов индексов при нарушении однородности на опорных интервалах мы можем встретиться в произведенных реконструкциях с ложными трендами систем, которые могут привести нас к далеко идущим артефактным заключениям.

Родоначальниками отечественной Службы Солнца можно назвать Е.Я. Перепёлкина (1932 г.), к сожалению, репрессированного и расстрелянного в 1938 г. по т.н. «пулковскому» делу, а в послевоенное время – М.Н. Гневыхина (1948), создавшего Кисловодскую горную астрономическую станцию Пулковской обсерватории – ГАС ГАО РАН. Эта станция вот уже более полувека производит регулярные комплексные наблюдения СА при практически максимально возможном числе ясных дней в году. Производство максимально полных регулярных, а также непрерывных и однородных (так называемых «синоптических») наблюдений – основная задача службы Солнца.

Служба Солнца СССР, состоящая из двух десятков обсерваторий, – по признанию многих исследователей, лучшая в мире – была в 90-е годы прошлого века разрушена. Несколько лет назад Пулковская обсерватория по инициативе заведующего Горной станцией ГАО РАН А.Г. Тлатова выступила с инициативой возрождения отечественной службы Солнца на базе, главным образом, автоматических спектрогелиографов нового поколения, три из которых уже работают.

10.2. Подход временных шкал

В ряде работ Д. Шоув (Schove, 1967, 1983a,b) развивал проект «The Spectrum of Time» («Спектр Времени»), являясь тем самым одним из основоположников изучения поведения СА в прошлом и далёком прошлом. Ниже мы излагаем подход, который можно условно назвать проектом «История Солнца», и который является продолжением «Спектра Времени» на современном уровне фактического материала и методических разработок.

Отметим некоторые соображения о стратегии нашего исследования, в которых мы видим дальнейшее развитие проекта Д. Шоува и идей ряда других авторов (Глейсберга, Линка, Андерсона, Рубашова, Куклина и многих других).

Специфика наших знаний об истории какого-либо процесса такова, что чем далее мы углубляемся в прошлое, тем меньшим объемом фактических данных мы располагаем: происходит естественное рассеяние (потеря) информации. Поэтому, если изучаемый процесс обладает развитой частотной структурой, на первый взгляд кажется, что мы обречены на худшее описание более длинных вариаций по сравнению с короткими. Однако, с другой стороны, для описания длинных вариаций априори и требуется меньше информации, чем для описания коротких. Хорошей аналогией для понимания этого является практика вейвлет (или какого-либо подобного) преобразования: при увеличении масштаба вейвлета, например, в 2 раза, требуемая плотность измерений изучаемого ряда может быть тоже в 2 раза меньшей. Таким образом, для принципиального описания процесса для всего набора временных шкал мы можем использовать различные по качеству ряды: более детальные и качественные для малых масштабов, более грубые – для больших. Подобная "логарифмическая логика" и определяет основу излагаемого подхода к задаче описания солнечной активности: мы изучаем этот процесс на нескольких (вложенных друг в друга) временных шкалах отдельно, предъявляя – исходя из имеющихся в нашем распоряжении данных – различные требования к качеству используемых рядов для разных шкал. С другой стороны, результаты, полученные для более короткой шкалы, будут основой для их обобщения при рассмотрении более длинной шкалы. Условно такой подход можно назвать "мультимасштабным". Всего в наше рассмотрение включено несколько временных интервалов–шкал.

Шкала 150–200 лет. Этот временной интервал, начиная с середины XIX века, обеспечен в той или иной степени регулярными наблюдениями Солнца (а также физических характеристик Земли и её атмосферы). Требование, которое мы предъявляем к наблюдательным данным – их адекватность и максимальная комплексность в смысле физического описания процесса. Временные ряды должны быть максимально продолжительными, однородными и регулярными.

Шкала 400 лет. Эта шкала телескопических, но не всегда регулярных, наблюдений Солнца. На ней мы можем рассчитывать на прямые, хотя и бедные информацией источники данных о СА. В последнее время предпринято немало усилий для архивных поисков отдельных наблюдений на этой шкале (Нем-Риб, Вакуэро, Арлт, Мурсула, Усоскин, Золотова)

Шкала 1000–2000 лет. На этом временном интервале мы не можем рассчитывать на регулярные данные физически осмысленных индексов. В то же время эта шкала представляет фундаментальный интерес для понимания физики сол-

нечной активности, поскольку на ней мы имеем возможность изучения экстремальных проявлений СА таких, как Маундеровский минимум (когда на Солнце в течение полувека было очень мало пятен), максимум Позднего средневековья (когда невооруженным глазом были видны «места черны по солнцу, аки гвозди» – летопись) и им подобных. Для этого интервала имеется набор различных косвенных данных, и их аккуратное взаимное использование, вероятно, поможет как составить представление о временном ходе основной (пятенной – низкоширотной) компоненты СА, так и определить надежность этого представления.

Сверхтысячелетняя шкала (порядка 10000 лет). Для этого временного интервала мы располагаем лишь т.н. "декадным" рядом Стюивера концентрации радиоуглерода в кольцах деревьев, косвенно отражающим ход солнечной активности через процесс модуляции солнечным магнитным полем (гелиосферой) потока галактических космических лучей (использование длинных рядов бериллия-10 также возможно, но нужно помнить, что в них особую роль играет климатическая составляющая). Однако если мы научимся "правилам игры" радиоуглерода на более коротких шкалах, мы и здесь сможем составить определённые суждения о поведении СА на временах порядка Голоцена.

Сверхдлинная шкала. Этот временной интервал лишь гипотетически обеспечен данными о СА. В Главе 13 речь будет идти о ряде толщин варв Поздне-докембрийской формации Элатина, и одна из конкретных задач – подтверждение (или опровержение) гипотезы о возможном солнечном происхождении вариаций параметров рассматриваемых слоёв.

Особенности излагаемого подхода к задаче реконструкции СА на длительных временах следующие:

- Переход (где это возможно) от традиционных статистических индексов (числа Вольфа, числа групп пятен и т. п.) к физическим параметрам (магнитный поток, напряженность поля и т.п.).
- Учёт дифференциального характера связей между параметрами солнечной активности на различных временных масштабах. Для этого были предложены математические методы MSR и DPS (см. ниже), основанные на вейвлет-преобразовании и разложении по псевдофазовому пространству Такенса соответственно.
- Стремление к максимально полному описанию процессов солнечной активности с использованием всего комплекса имеющихся данных, а не данных какого-либо одного типа. Такой подход взаимной верификации имеющихся

данных назван ранее «принципом свидетелей» (Nagovitsyn et al., 2004, Nagovitsyn, 2008).

- Мы подразумеваем, что на указанных выше шкалах СА ведёт себя как циклический процесс или процесс квазипериодических колебаний. Для решения задач реконструкции временных рядов индексов на длительных шкалах нам понадобятся специальные методы.

10.3. Задачи реконструкции временных рядов индексов на длительных шкалах и методы их решения

10.3.1. Вводные замечания

В общем виде проблема реконструкции в контексте излагаемой работы сводится к следующей задаче. Пусть $X(t), Y(t)$ – два временных ряда, заданных на интервалах $[t_0, t_a]$ и $[t_b, t_a]$, $0 < b < a$, соответственно. Последний интервал является общим для рядов. Предположим, что для этого интервала существует связь $F(X, Y) = 0$. Если F достаточно гладкая и одна из производных, например, $F_y = \partial F / \partial y \neq 0$, то существует функция $Y = f(X)$.

Реконструкция предполагает два этапа, первый из которых состоит в построении удовлетворительной аппроксимации $\hat{f} \approx f$ на $[t_b, t_a]$, а второй – в экстраполяции Y на интервал $[t_0, t_b]$. Заметим, что часто для построения аппроксиматора можно использовать лишь часть $[t_i, t_j] \subset [t_b, t_a]$, $a \leq i < j \leq b$ общего интервала, поскольку другая часть необходима для верификации связи.

Простейший вариант аппроксимации – это линейная регрессия: $Y = \hat{f}(X) = bX + a$, где коэффициенты a, b находятся методом наименьших квадратов по «обучающей выборке» $\{Y(t), X(t)\}, t \in [t_b, t_a]$.

В задачах реконструкции, а также в других задачах, имеющих отношение к связям между параметрами различных природных процессов, необходимо учитывать возможность дифференциального характера этих связей на различных характерных временных масштабах (шкалах) развития данных процессов. Достаточно, например, вспомнить то обстоятельство, что хотя индексы чисел Вольфа R и суммарных площадей пятен S описывают одну и ту же компоненту глобального магнитного поля Солнца, в числах Вольфа вековой цикл на фоне 11-летнего выражен слабее. Следовательно, регрессии $R(t)$ vs $S(t)$ для этих циклов должны быть разными. С физической точки зрения это происходит потому,

что эти два индекса по-разному отражают частоту и мощность процесса солнечной активности (Витинский и др., 1986а). Другой пример: вариации концентрации радиоуглерода ^{14}C в кольцах деревьев, вызванные модуляцией солнечным магнитным полем потока галактических космических лучей. Мы знаем, что вековые циклы (из-за того, что резервуарный эффект работает как частотный фильтр) дают больший вклад в вариацию ^{14}C , чем 11-летние, а 200-летние – больший, чем вековые, и попытки получения универсального соотношения $R = f(^{14}\text{C})$ не приносят удовлетворительного результата. Следовательно, необходим метод, учитывающий зависимости корреляций от масштаба. Такой метод предложен в работе (Nagovitsyn et al., 2004) и будет описан ниже.

10.3.2. Метод кратномасштабных регрессий (MSR)

В работе (Murtagh et al., 2004) для задачи *прогноза* поведения ряда $X(t)$ использовалось авторегрессионное (AR) моделирование в пространстве вейвлет-коэффициентов. А именно, AR-модели (когда «будущая» точка представляется линейной комбинацией прошлых дискретных значений) строились для совокупности вейвлет-фильтров $[WX](2^q, t_j)$, $a = 2^q$, $q = 1, 2, \dots, p$, каждый из которых представлял собой поведение процесса на масштабе 2^q . После построения прогнозов в отдельных частотных полосах выполнялось обратное вейвлет-преобразование.

В работе (Echer et al., 2004) для задачи *эпигноза* использовалось построение синусоидальных моделей в частотных полосах, выделяемых с помощью вейвлет-преобразования.

На близких идеях основан метод *реконструкции*, который предложен Наговицыным и др. (Nagovitsyn et al., 2003, 2004) и назван методом кратномасштабных регрессий (Multi-Scale Regression method – MSR). Этот метод позволяет выявлять и учитывать возможные соотношения между рядами, имеющими различную, но значимую связь для разных временных шкал. Он основан на построении многомерных линейных моделей в пространстве вейвлет-коэффициентов рядов с последующим обратным вейвлет-преобразованием.

Напомним, что вейвлет-преобразование (Астафьева, 1996) $f(t)$

$$[Wf](a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt \quad (10.1)$$

даёт возможность разложить его по базису, сформированному из ортогональных растяжений и сдвигов базового вейвлета – функции, локализованной во времени

и частоте одновременно. Набор значений $a = 2^q, q = 1, 2, \dots, p$ позволяет «расщепить» $f(t)$ на p компонент, представляющих различные масштабы, с покрытием всей частотной области. Предположим, что мы хотим рассмотреть зависимость поведения функции $Y(t)$ от некоторого набора функций $X_i(t), i = 1, 2, \dots, m$. Согласно идее метода MSR, мы выполняем вейвлет-преобразование (10.1) для всех этих функций и рассматриваем для каждого из масштабов (компонент вейвлет-преобразования) наиболее вероятные в смысле метода наименьших квадратов (или в каком-либо другом фиксированном смысле) приближения возможных функциональных соотношений

$$[WY](2^q, t) = F([WX_1](2^q, t), [WX_2](2^q, t), \dots, [WX_m](2^q, t)), \quad (10.2)$$

например, в виде многомерной линейной модели:

$$[WY](2^q, t) = c_0^q + c_1^q [WX_1](2^q, t) + c_2^q [WX_2](2^q, t) + \dots + c_m^q [WX_m](2^q, t). \quad (10.3)$$

Оговоримся, что представление (10.2), (10.3) не гарантирует однозначность реконструкции. Для получения коэффициентов формулы (10.3) можно применять различные подходы: от принципа минимума суммарного модуля отклонений до нейросетей. Мы пользуемся классическим – методом наименьших квадратов.

После нахождения приближений $[WY]^*(2^q, t), q = 1, 2, \dots, p$ в (10.3) можно выполнить обратное вейвлет-преобразование, получив тем самым представление хода $Y(t)$ с помощью «факторов» $X_i(t)$, дающих, вообще говоря, разный вклад в регрессию для различных масштабов. Правила построения многомерных линейных моделей позволяют оценивать различия этого вклада, и мы можем говорить о достоверности обусловленности вариаций $Y(t)$ масштаба 2^q вариациями $X_i(t)$. Коэффициент корреляции между полученным рядом $Y^*(t)$ и исходным $Y(t)$ будет свидетельствовать об успехе (или его отсутствии) в процедуре представления ряда $Y(t)$ на основе рядов $X_i(t)$.

Понятно, что наша процедура близка также к идеям теории фильтрации сигнала. Вейвлет-преобразование играет роль согласованного набора фильтров. Если, например, в (10.3) $m = 1$, то получаемые $\{c_i^q\}$ аналогичны точечным оценкам передаточной функции фильтра. Сама же процедура MSR, естественно, имеет смысл для $Y(t)$ и $X_i(t)$, физически связанных в том смысле, что структура их вейвлет-спектров подобна с точки зрения частот (но не амплитуд). Для физически несвязанных $Y(t)$ и $X_i(t)$ корреляция (10.3) в идеальном случае – нулевая, и

после проведения процедуры обратного вейвлет-преобразования мы получим нулевую корреляцию модельного ряда и наблюдательных данных.

В конце отметим, что после работы (Nagovitsyn et al., 2004) появилась работа (Moberg et al., 2005), в которой предложен метод *реконструкции*, по идеям во многом близкий MSR.

10.3.3. Метод разложения по компонентам псевдофазового пространства (DPS)

В работе (Nagovitsyn et al., 2004) предложен также другой метод, названный DPS-методом (method of Decomposition in terms of pseudo-Phase Space), который позволяет отслеживать мультимасштабные связи процессов. Он базируется на подходе Ф. Такенса (Takens, 1981), установившего, в частности, связь динамических систем (а в контексте нашей работы мы полагаем, что рассматриваемые нами процессы могут быть описаны системами дифференциальных уравнений) с авторегрессионными моделями (Малинецкий и Потапов, 2000):

$$f(t) = a_0 + a_1x(t) + a_2x(t - \Delta) + a_3x(t - 2\Delta) + \dots + a_{n+1}x(t - n\Delta). \quad (10.4)$$

Согласно Ф. Такенсу, скалярный временной ряд можно рассматривать как типичную непрерывную проекцию фазовой траектории динамической системы. В предположении, что оригинальная система диссипативна, т.е. имеет (D -мерный) аттрактор, для которого существует инвариантная эргодическая мера, проекцию можно использовать для реконструкции копии аттрактора в евклидовом пространстве R^n , $n \geq 2D + 1$ как топологического вложения временного ряда. Вложение означает, что копия и оригинальный аттрактор совпадают с точностью до непрерывных преобразований. Более того, копия сохраняет все основные динамические характеристики оригинала (размерность, энтропию, ляпуновские показатели) и может быть использована для численных оценок. Точка копии в R^n – это набор n отсчетов временного ряда $X(t)$, взятых с фиксированным лагом Δ :

$$(X(t), X(t - \Delta), X(t - 2\Delta), \dots, X(t - (n - 1)\Delta)). \quad (10.5)$$

Пусть мы хотим получить связь процесса, параметризуемого наблюдаемой величиной (или просто «наблюдаемой») $Y(t)$ с процессом, параметризуемым наблюдаемой $X(t)$. Составим псевдофазовое пространство размерности $n+1$ по $X(t)$ в следующем виде:

$$\{X(t+n\Delta/2), X(t+(n-2)\Delta/2), \dots, X(t+\Delta), X(t), \\ X(t-\Delta), \dots, X(t-n\Delta/2)\}.$$

Здесь для удобства в (10.5) сделана замена переменных $t \rightarrow t+n\Delta/2$. Необходимые значения параметров n и Δ могут быть определены по правилам нелинейной динамики. К настоящему времени существует много способов нахождения этих величин из наблюдательных данных (Parker and Chua, 1989). В нашей работе мы будем использовать классический подход (Малинецкий и Потапов, 2000): сдвиг Δ определяется как первый нуль автокорреляционной функции, а n – как размерность минимально необходимого вложения, оцениваемая из корреляционного интеграла (мы выбираем евклидову меру расстояния в аргументе функции Хэвисайда). Следуя основной идее DPS-метода, разложим $Y(t)$ по компонентам псевдофазового пространства $X(t)$, т.е. найдём на совместном интервале существования рядов коэффициенты разложения a_i в форме:

$$Y(t) = Y_0 + a_1 X(t+n\Delta/2) + a_2 X(t+(n-2)\Delta/2) + \dots \\ \dots + a_{n/2} X(t) + \dots + a_{n+1} X(t-n\Delta/2), \quad (10.6)$$

и применим эти значения на расширенном интервале, где значения $X(t)$ известны, а $Y(t)$ нет. Получаем реконструкцию поведения $Y(t)$ на основе поведения $X(t)$. Опять же, близость модельных значений $Y(t)$ к реально наблюдаемым может говорить об успехе проведённой реконструкции.

Таким образом, мы можем по временному ряду одного индекса, описывающего процесс солнечной активности, получать временной ряд другого индекса, полагая, что оба продуцируются одной и той же динамической системой.

Предлагаемый DPS подход с формальной точки зрения не нов. Например, модели вида (10.6) рассматриваются среди других в рамках подхода индуктивного моделирования (Ивахненко и Юрачковский, 1987). Мы лишь замечаем, что оценки числа линейных членов в (10.6) и необходимого лага могут быть получены из подхода Ф. Такенса и его применений для измерения размерности аттрактора. Модели вида (10.6) применялись также в работе (Granger, 1969) для *тестирования причинной связи* между временными рядами.

Глава 11. СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗА ПОСЛЕДНИЕ 100-150 ЛЕТ: РЕВИЗИЯ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

11.1. Временные ряды индексов солнечной активности

Основные – прямые и косвенные – источники наших данных о временных изменениях солнечной активности с той или иной степенью условности могут быть разбиты на четыре группы.

а). Индексы солнечной активности, полученные из специальных наблюдений Солнца, временной интервал $DT \sim 100\text{--}300$ лет (Логинов и др., 1991).

б). Летописные данные о пятнах, замеченных невооруженным глазом, $DT \sim 2000$ лет ((Clark and Stephenson, 1978; Wittman and Xu, 1987) и др.).

в). Исторические данные о полярных сияниях, $DT \sim 2000$ лет ((Krivsky, 1984; Silverman, 1998) и др.).

г). Данные по космогенным изотопам, $DT \sim 10000$ лет ((Stuiver et al., 1986, 1998; Damon, 1977) и др.).

Если говорить об изучении различных пространственных компонент активности, то здесь мы можем, по-видимому, рассчитывать непосредственно только на данные группы (а). Наиболее представительными по временному интервалу являются ряд чисел Вольфа – версии 1.0 и 2.0 (последняя – (Clette et al., 2014)), а также ряд чисел групп пятен в версии Хойта-Шаттена (Hoyt and Schatten 1998) и в версии Свальгаарда-Шаттена (Svalgaard and Schatten 2016). Первый насчитывает более 250 лет среднемесячных значений и более 300 среднегодовых, второй – почти 400 лет среднегодовых и среднемесячных с лакунами. В то же время, как неоднократно отмечалось, числа Вольфа являются достаточно искусственным параметром ($R = 10G + f$, где f – число наблюдаемых пятен, G – число групп пятен), и его использование требует оговорок, в том числе и касающихся однородности и стабильности систем подсчета индекса. Суммарные площади солнечных пятен $A(t)$ – значительно более естественный физический индекс, связанный с крупномасштабным потоком низкоширотного глобального магнитного поля Солнца, и применение $A(t)$ в исследованиях предпочтительней. Однако имеющийся в нашем распоряжении наиболее продолжительный оригинальный гринвичский ряд $A_G(t)$ суммарных площадей пятен насчитывает чуть более 102 лет (с

1874 по 1976 гг.) среднемесячных (или среднеоборотных) значений, полученных на основе ежедневных наблюдений.

В начале этой главы (разд. 11.2) мы рассматриваем вопрос о взаимной однородности и стабильности различных наблюдательных рядов чисел Вольфа в связи с ситуацией, возникшей в конце 70-х – начале 80-х годов прошлого века: прекращением деятельности Цюрихской обсерватории по составлению цюрихского ряда $R(t)$ (Гневышев и др., 1985). Далее рассматриваются последствия происшедшего и предлагается конструктивный, на наш взгляд, выход из сложившейся ситуации.

В дальнейших разделах мы дополняем другие имеющиеся данные о различных параметрах солнечной активности версиями нескольких продолжительных временных рядов индексов, полученными с помощью реставрации ранних наблюдений разных авторов в 19 веке и компиляции их в базовые системы (в необходимых случаях серии продлены на последние годы). Представляются следующие серии:

- Продленный ряд суммарных площадей солнечных пятен в гринвичской системе $A(t)$ – индекс мощности низкоширотного магнитного поля. Наблюдения $A(t)$ осуществлялись в Гринвиче в 1874–1976 гг. Поскольку до начала этих наблюдений некоторые авторы уже вычисляли суммарные площади пятен или индексы, близкие по смыслу к $A(t)$, мы реставрировали гринвичские площади для интервала 1821–2016 гг., компилируя различные наблюдения (Швабе, Кэррингтон, Деларю, Шпёрер, Кисловодская станция) в базовую систему с помощью линейного масштабирования, раздел 11.3.

- Продленный ряд средних широт пятен в северном N и южном S полушариях Солнца $\phi(t)$ – индекс пространственной организации низкоширотного магнитного поля в полушариях. С помощью оригинальных данных Кэррингтона и Шперера ряд распространен на временной интервал 1854–1989 гг.

- Ряд П-индекса – индекс крупномасштабного полярного магнитного поля Солнца (протяженность вдоль лимба полярных лучевых систем в короне).

- Ряд чисел полярных факелов в системе Маунт-Вилсон $NPF(t)$ – индекс мощности высокоширотного магнитного поля.

- Продленные ряды N-S асимметрии этих же самых индексов – важный показатель пространственной организации активности от полюса до полюса.

Кроме того, мы упомянем ряд диполь-октупольного индекса (Makarov et al., 2001b) и ряд геомагнитного индекса Майо aa .

Таким образом, задачу этого раздела мы видим, прежде всего, в наращивании имеющейся у нас наблюдательной базы данных о солнечной активности последних столетий с качественной и количественной точки зрения. Более длительные времена потребуют привлечения источников данных (б), (в) и (г) (см. начало раздела), и мы их будем рассматривать в последующих главах.

11.2. Цюрихский ряд чисел Вольфа после 1980 г.: продолжение следует?

Как мы уже отмечали ранее, в 2014 г. Ф. Клетт с соавторами произвели перешкалирование ряда чисел Вольфа, введя различные во времени переходные коэффициенты между старой серией (версия 1.0) и новой (версия 2.0).

Относительное число солнечных пятен (или число Вольфа) R является как «родоначальником» всех индексов солнечной активности, так и одним из наиболее эксплуатируемых параметров в гелио- и геофизических исследованиях. Его введению в практику исследований Солнца мы обязаны Р. Вольфу, который после открытия Г. Швабе солнечного цикла наладил в 1849 г. регулярный подсчет солнечных пятен в Цюрихской обсерватории. Заметим, что собственно знаменитая формула Вольфа

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

где g – число групп пятен, f – число пятен, k – коэффициент перехода от системы наблюдателя к цюрихским наблюдениям, была опубликована только в 1858 г., но ее автор отмечал, что идея комбинировать g и f как взаимно взвешенные величины пришла к нему еще в 1847 г. К 90-м годам 19-го века Вольф провел также ревизию прошлых наблюдений солнечной поверхности. Его преемник А. Вольфер несколько изменил систему подсчета R (в частности, Вольф не учитывал отдельно стоящие мелкие пятна и поры как группы); в результате появился множитель $k = 0.6$. Таким образом, благодаря усилиям цюрихских ученых 19-го века и их преемников в 20-м В. Брунера и М. Вальдмайера, мы имеем среднемесячные значения R , полученные из специальных регулярных наблюдений, с 1849 года, выведенные из отрывочных наблюдений – с 1749 года, а также восстановленные среднегодовые величины этого показателя с 1700 года.

К сожалению, 130-летние регулярные подсчеты чисел Вольфа в Цюрихе в самом конце 70-х годов 20-го века были прекращены. Продолжение цюрихского ряда решением Генеральной ассамблеи МАС было поручено Бельгийской Королевской обсерватории в Уккле, Брюссель. Представляется, что решение о прекращении цюрихского ряда было принято «впопыхах», без детальной разработки

вопроса. Мы знаем, что задачи перехода от одной системы наблюдений к другой, часто возникающие, например, в астрометрии, требуют выполнения длительных параллельных наблюдений.

Уже через несколько лет после перехода к новой системе появились свидетельства того, что брюссельская (или как она стала называться – «международная») система относительных чисел отличается от цюрихской. В частности, Г.В. Ку克林 (1984), беря за основу зависимость плотности радиопотока F_{2800} на частоте 2800 МГц ($\lambda = 10.7$ см) от цюрихских чисел Вольфа, показал, что международные значения R систематически ниже цюрихских.

Некоторые исследователи, в том числе Дж. Эдди (Eddy, 1982), предлагали впредь продолжать цюрихский ряд чисел Вольфа “объективным” рядом $F_{2800}(t)$ ввиду их достаточно высокой корреляции друг с другом ($\rho = 0.97$).

С практической точки зрения, как нам кажется, *задача состоит* не в том, чтобы заменить ряд “менее объективного” индекса “более объективным” (один другому не мешает), а в том, чтобы *сохранить и продолжить систему именно цюрихского ряда чисел Вольфа* ввиду ее особой уникальности. Решению этой задачи были посвящены работы М.Н. Гневышева и др. (1985, 1986), изложение которых следует в этом разделе.

Поскольку на момент перехода от Цюриха к Брюсселю существовало достаточно много независимых рядов относительных чисел солнечных пятен $R(t)$, получаемых различными обсерваториями, для решения этой задачи представляется целесообразным выбрать среди них наиболее подходящий для продолжения цюрихского ряда и оценить степень достоверности такой замены.

К сожалению, авторы (Гневышев и др., 1985) не располагали оригинальными значениями R этих обсерваторий по причине разрозненности или отсутствия таких публикаций. Поэтому они воспользовались среднегодовыми значениями переходных коэффициентов k_i в представлении

$$k_i = \frac{R_w}{R_i} \times 0.6, \quad (11.1)$$

(R_w – среднегодовое значение относительного числа по Вальдмайеру, R_i – то же для i -й обсерватории, 0.6 – переходной коэффициент системы Вальдмайера к системе Вольфа), подсчитанных Вальдмайером и опубликованных в *Astr. Mitt. Sternw. Zürich* (Waldmeier, 1957–1976). Для исследования был выбран двадцатилетний период с 1957 по 1976 гг., поскольку с 1957 г. стали стабильно поступать данные от многих обсерваторий, в том числе с 1956 г. – от советских, а в 1976 г.

ряд обсерваторий прекратил определение относительных чисел, в том числе Гринвич. Из представленных в эти годы рядов были выбраны 15 по принципу отсутствия лагун (не больше двух).

В таблице 11.1 приведены значения переходных коэффициентов $k_i(t)$. Как мы видим, среднее значение $k_i(t)$ каждого из рядов – разное, поэтому для работы необходимо привести их в одну систему, т.е. исключить систематическое различие. Это было произведено путем нормировки к единице

$$I_{ij} = \frac{k_{ij}}{\frac{1}{20} \sum_{j=1+20} k_{ij}}, \quad (11.2)$$

где $i = \overline{1, 15}$ – ряд, $j = \overline{1, 20}$ – год. Из рис. 11.1а (ряды 1–15) мы видим, что $\{I_{ij}\}$ имеют некоторые общие тенденции.

Таблица 11.1. Переходные коэффициенты к цюрихской системе чисел Вольфа за 1957–1976 гг. у различных обсерваторий: **1** – Гринвич, **2** – Брюссель, **3** – Потсдам, **4** – Саттендорф, **5** – Стамбул, **6** – Арчетри, **7** – Рим, **8** – Токио, **9** – Бейрут, **10** – Бухарест, **11** – Манила (Бюро погоды), **12** – Манила (Обсерватория), **13** – Кисловодск, **14** – Киев, **15** – Ташкент.

No	1957	1958	1959	1960	1961	1962	1963	1964	1965	1966	1967	1968	1969	1970	1971	1972	1973	1974	1975	1976
1	.88	.82	.85	.90	.89	.86	.81	.75	.84	.82	.67	.82	.74	.69	.79	.80	.81	.95	.84	.86
2	.81	.68	.76	.75	.81	.86	.87	.76	.80	.88	.85	1.06	.85	.84	.79	.89	.81	.99	.96	.94
3	.85	.77	.78	.82	.89	.85	.91	.78	.83	.97	.84	.93	.82	.83	.75	.85	.84	1.08	.90	.89
4	.88	.80	.85	.84	.79	.82	.84	.80	.80	.97	.80	.90	.86	.76	.68	.76	.74	.75	.75	.76
5	.98	.81	.80	.81	.93	.98	1.11	.85	.83	.83	.70	.87	.83	.73	.70	.77	.76	.87	.83	.83
6	.99	.93	.95	.97	1.06	1.09	1.10	.93	.96	1.12	1.02	1.05	.89	.73	.76	.71	.90	1.04	1.04	1.04
7	.97	.95	.95	–	.95	.91	1.06	.90	.97	1.03	.97	1.08	1.07	.98	.97	1.06	1.03	1.19	1.10	.96
8	.76	.71	.71	.73	.82	.81	.84	.81	.79	.83	.72	.79	.73	.66	.59	.60	.64	.73	.66	.69
9	.89	.84	.75	–	.94	.93	.94	.87	.86	.97	.93	1.13	1.14	.88	.91	.93	.96	1.12	.95	–
10	.70	.67	.65	.65	.74	.71	.77	.72	.70	.73	.65	.71	.68	.66	.66	.67	.69	.72	.80	.74
11	.97	–	1.04	.98	1.03	1.14	1.06	.99	1.07	1.24	.90	1.08	1.04	.96	1.01	1.12	1.16	1.33	1.15	1.14
12	.83	.72	.70	.64	–	.74	.76	.68	.69	.69	.66	.77	.67	.55	.64	.72	.78	.88	.78	.81
13	.86	.79	.72	.72	.76	.79	.84	.77	.77	.80	.70	.77	.74	.72	.62	.65	.74	.82	.79	.78
14	1.08	.87	.85	.80	.86	.86	.90	.78	.86	.84	.81	.96	.86	.75	.81	.77	.71	.83	.79	.86
15	1.08	1.03	1.07	1.05	.97	.88	.85	.77	.82	.92	.83	.88	.87	.69	.71	.78	.73	.85	.77	.78

Разумно предположить, что это вызвано непостоянством коэффициента 0.6 – перехода системы Вальдмаейера к системе Вольфа в рядах. Для учета влияния этого искажающего фактора введем в рассмотрение следующий средний ряд: (на рис. 11.1 это – нижний ряд).

$$l_{0j} = \frac{1}{15} \sum_{i=1+15} l_{ij}. \quad (11.3)$$

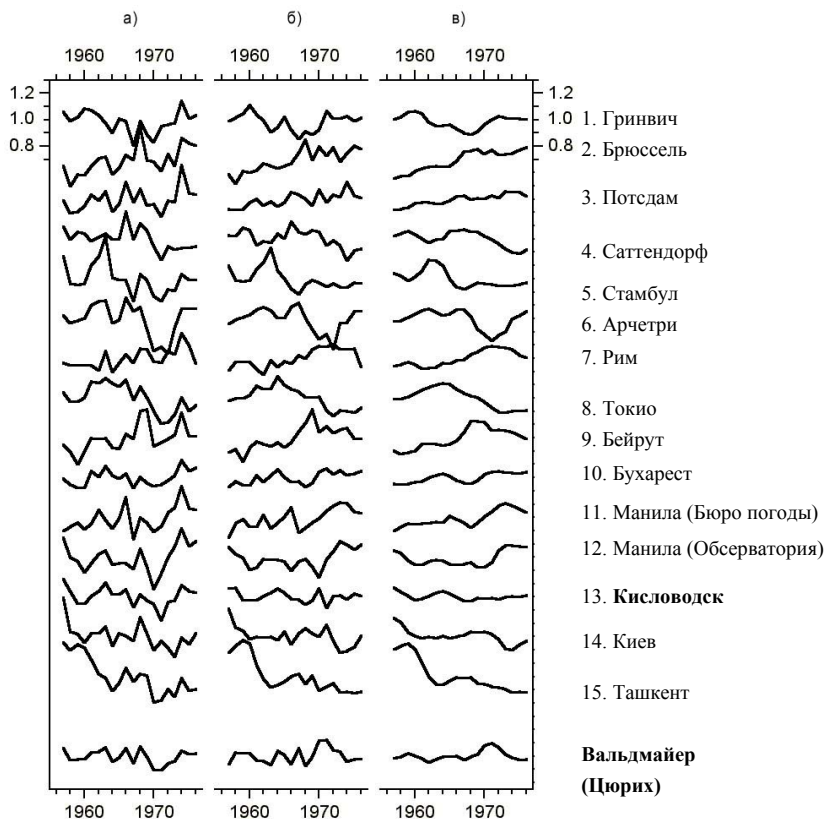


Рис. 11.1. Переходные коэффициенты систем: а) l_{ij} ; б) m_{ij} ; в) $\overline{m_{ij}}$, сглаженные за 3 точки.

Понятно, что ряд $\frac{1}{l_{0j}}$ является оценкой ряда изменения переходного коэффициента l_{ij} Вальдмайера к Вольфу. Исправим все ряды l_{ij} за l_{wj} :

$$m_{ij} = l_{ij} l_{wj}. \quad (11.4)$$

На рис. 11.1б представлены $\{m_{ij}\}$, нижний ряд — l_{wj} . По изменениям m_{ij} мы можем судить об индивидуальных изменениях систем относительных чисел различных обсерваторий, вне зависимости от изменения системы Вальдмайера.

Теперь, наконец, перейдем к одной из основных частей раздела: сравнительному исследованию качества (т.е. надежности, благоприятности, стабильности) рядов 1–15 по различным статистическим критериям. Кажется очевидным, что одним из наиболее важных критериев стабильности рядов являются дисперсии:

$$\begin{aligned}\sigma_{li}^2 &= \frac{1}{20} \sum_{j=1+20} (l_{ij} - 1)^2, \\ \sigma_{mi}^2 &= \frac{1}{20} \sum_{j=1+20} (m_{ij} - 1)^2.\end{aligned}\quad (11.5)$$

Из сравнения столбцов II и III таблицы 11.2, в которых приведены σ_{li}^2 и σ_{mi}^2 соответственно, видно, что для всех рядов $\sigma_{li}^2 > \sigma_{mi}^2$, и это еще раз подтверждает определенную нестабильность коэффициента перехода от системы Вальдмайера к системе Вольфа.

Из рис. 11.1в, где приведены сглаженные по трем точкам значения m_{ij} , трудно заметить, что некоторые из рядов имеют систематические изменения. Для их оценки аппроксимируем по методу наименьших квадратов временной ход каждого ряда m_{ij} прямой вида

$$a_i + b_i \cdot j = \overline{m_{ij}}. \quad (11.6)$$

В столбце IV таблицы 11.2 приведены значения b_i и соответствующих коэффициентов линейной корреляции. Минимально значимый коэффициент корреляции $r_{\min} = 0.42$.

Аналогично можно проверить связь изменений m_{ij} с уровнем активности:

$$A_i + B_i \cdot R_{wj} = \overline{m_{ij}}^R, \quad (11.7)$$

где R_{wj} – щорихское число Вольфа для j -го года. В столбце V таблицы 11.2 даны соответствующие значения коэффициентов корреляции. В таблице 11.2, кроме того, приведены значения коэффициентов линейной корреляции между m_{ij} и l_{wj} (столбец VI) и среднегодовое число наблюдений для каждой обсерватории (столбец I).

Оценим благоприятность (“+” или “–”) рядов 1–15 по введенным критериям I–IV: I – количество наблюдений > 300 в год, II – $\sigma_{ij}^2 \leq 0.005$; III – $\sigma_{mj}^2 \leq 0.003$ (т.е. не хуже, чем у Вальдмайера); IV – отсутствие статистически значимого линейного тренда; V – отсутствие связи с уровнем активности; VI – “подобие” ряда m_{ij} ряду l_{wj} . См. столбец VII таблицы 11.2.

Таблица 11.2. Оценка качества наблюдательных рядов числа Вольфа.

№ ряда	I Ср.число набл./год	II σ_{ii}^2	III σ_{mi}^2	IV		V ρ_{mR}	VI ρ_{mi}	VII Благоприят- ность ряда по кол. I–VI
				b_i	ρ_{mj}			
1	278	0.007	0.005	-0.001	-0.05	0.01	0.11	----+- 2
2	261	0.010	0.008	0.013	0.84	-0.37	0.09	----- 1
3	145	0.007	0.004	0.007	0.65	-0.39	-0.02	----- 1
4	241	0.006	0.004	-0.005	-0.50	0.51	0.10	----- 0
5	278	0.013	0.006	-0.006	-0.47	-0.14	-0.46	-----+ 2
6	236	0.015	0.007	-0.003	-0.23	-0.29	-0.58	---++++ 3
7	228	0.005	0.005	0.009	0.69	-0.62	0.45	-+----- 2
8	265	0.010	0.006	-0.008	-0.60	-0.09	-0.21	-----+ 1
9	302	0.012	0.008	0.010	0.65	-0.18	0.18	+----- 2
10	237	0.003	0.002	0.005	0.63	-0.61	0.38	-+----- 2
11	250	0.009	0.006	0.009	0.68	-0.48	0.13	----- 0
12	328	0.011	0.006	0.004	0.34	-0.14	-0.25	+----- 3
13	338	0.005	0.002	-0.002	-0.22	0.02	-0.15	+++++- 5
14	228	0.010	0.005	-0.006	-0.51	0.63	-0.04	----- 0
15	283	0.018	0.016	-0.018	-0.81	0.76	-0.04	----- 0
16		0.000	0.003	0.002	0.19	0.18	1.00	

Наличие статистически значимого линейного тренда выявляется у 11 рядов (2–5, 7–11, 14 и 15), причем у 6 из них (4, 7, 10, 11, 14, 15) этот тренд, хотя бы отчасти, связан с зависимостью переходных коэффициентов от уровня активности. У рядов 2, 3, 9 наблюдается систематическое возрастание со временем переходных коэффициентов, т.е. занижение относительных чисел, которое может быть связано с различными факторами, например, ухудшением состояния атмосферы или оптики, заменой наблюдателя или понижением уровня мотивации у того же наблюдателя и т.п. У рядов 5, 8 имеется тенденция на завышение относительных чисел, что обусловлено, очевидно, субъективными причинами.

Ряд Вальдмайера не проявил связи с уровнем активности, т.е. естественно предположить, что разброс значений переходных коэффициентов l_{mj} у него имеет случайный характер, и трудно представить, чтобы какой-нибудь другой ряд имел аналогичное поведение. Однако ряды 5, 6 дают слабую антикорреляцию, а ряд 7 – слабую корреляцию с рядом l_{mj} . Подобная зависимость является жела-

тельной, однако причины отрицательной корреляции не совсем ясны. В целом, критерий VI ввиду отсутствия высоких коэффициентов корреляции представляется малозначимым при сравнении рядов. По основным критериям I–V наиболее благоприятным, качественным, и, следовательно, наиболее предпочтительным для продолжения цюрихского ряда после его прекращения оказывается ряд 13 – кисловодский, поскольку он показывает малые изменения переходных коэффициентов, не имеет временного тренда их значений и не дает связи с уровнем активности. Кроме того, среднегодовое число наблюдений в Кисловодске – самое большое из всех рассмотренных обсерваторий, и, следовательно, можно надеяться на уверенные значения среднемесячных относительных чисел.

Теперь остается ответить на вопрос, насколько хорошо возможно заменить среднемесячные цюрихские значения чисел Вольфа R_w кисловодскими R_k . Оказывается, что соответствующий коэффициент линейной корреляции за рассматриваемый выше период $\rho = 0.982$, т.е. выше, чем между плотностью радиопотока на частоте 2800 МГц и R_w (см. выше).

Отметим, что ряд, использованный в этой работе, – оригинальный кисловодский ряд (соответствующие значения R_k публиковались в бюллетене “Солнечные данные”), а не пулковский, публикуемый в Каталогах солнечной деятельности, в которых использовались данные и других обсерваторий. В работах (Витинский, 1979; Korecky et al., 1980) показано, что пулковский и цюрихский ряды взаимно неоднородны и указаны причины этого. Основной причиной, согласно Ю.И. Витинскому (1979), предположительно является то, что оба этих ряда “синтетические” (т.е. составлены из нескольких), а процесс выведения среднего ряда изменяется в зависимости от числа первичных рядов. В свете этого нам кажется перспективным для получения стабильного ряда использование оригинальных, первичных, а не “синтетических” значений относительных чисел солнечных пятен.

Таким образом, выше показано, что из всех рассмотренных на интервале 1957–1976 гг. рядов относительных чисел солнечных пятен наиболее внутренне стабильным является оригинальный кисловодский ряд, и именно он был бы предпочтителен для продолжения цюрихского, начиная с 1981 г.

Как уже отмечалось, одним из неприятных фактов, сопровождавших прекращение работы Цюрихской обсерватории по программе подсчета чисел Вольфа, было то, что это событие произошло вблизи максимума солнечной активно-

сти и, таким образом, ветвь роста и ветвь спада цикла № 21 представлены, вообще говоря, разными системами.

После нескольких лет переноса международной службы чисел Вольфа в Брюссель Гневывшев и др. (1986) проверили стабильность получаемых значений. Они использовали данные о переходных коэффициентах в брюссельскую (международную) систему $k_i = \frac{R_i}{R_i} \cdot 0.6$ десяти обсерваторий за 1981–1984 гг. (см. рисунок 11.2 а).

Заметим здесь, что видимая стабильность $k_i(t)$ для ряда Локарно объясняется просто: система Локарно принята за основу при подсчете R_I на том основании, что это одна из двух станций-филиалов Цюрихской обсерватории, данные которой регулярно и тщательно исследовались М. Вальдмайером в прошлые годы.

Нижний ряд на рис. 11.2а – “нулевой” (средний) ряд, вычисленный так же, как и выше. Видно, что базовая система Локарно и средний ряд взаимно неоднородны. К сожалению, ограниченность числа имевшихся в то время в распоряжении группы М.Н. Гневывшева (Гневывшев и др., 1986) данных не позволила использовать методику 1985 года. Поэтому был применен другой подход, апеллирующий к зависимости R_z от плотности радиопотока на частоте 2800 МГц (ряду Оттавы). Было показано, что система брюссельских международных чисел Вольфа на рассмотренном интервале 1981–1985 гг. значительно отличается от системы Цюриха.

На рисунке 11.3а приведена зависимость кислородских чисел Вольфа R_K от цюрихских R_z на интервале 1957–1976 гг. Видно, что она нелинейна: соотношение отличается для сравнительно низкой и высокой активности. Эту зависимость можно описать формулой

$$R_z = \begin{cases} (0.784 \pm 0.022)R_K - (0.00063 \pm 0.00025)R_K^2, & R_K \leq 120, \\ -(65 \pm 23) + (1.36 \pm 0.24)R_K - (0.00128 \pm 0.00058)R_K^2, & R_K > 120. \end{cases} \quad (11.8)$$

и использовать ее для нахождения R_{KZ} – числа Вольфа в цюрихской системе на основе кислородских данных (см. рис. 11.3б). Полученный коэффициент линейной корреляции между R_{KZ} и R_z $\rho = 0.984$, переходной коэффициент $b = 0.9905 \pm 0.0070$.

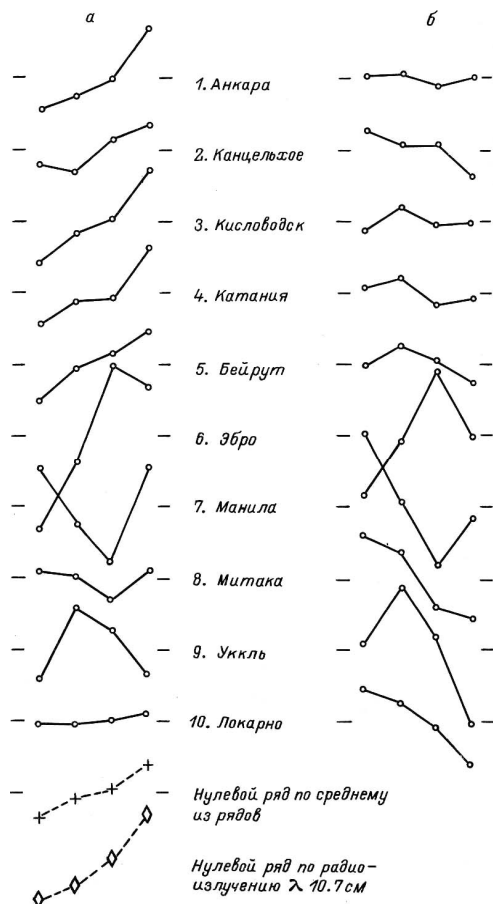


Рис. 11.2. Среднегодовые значения переходных коэффициентов в 1981–1984 гг.: а) нормированных, б) наблюдаемых.

По поводу формулы (11.8) необходимо сделать следующее замечание. Проявляющаяся нелинейность перехода от одной системы наблюдений R к другой является, по нашему мнению, прямым следствием субъективного характера подсчета числа Вольфа. Действительно, мы знаем, что, во-первых, существует, по крайней мере, три подхода к подсчету R при наблюдениях Солнца (Витинский и др., 1986а). Во-вторых, даже в рамках цюрихского ряда имели место коррекции системы (Витинский и др., 1986а), которые, вероятно, отражали стремление наблюдателей «объективизировать» индекс. А в-третьих, связь числа Вольфа с т.н. «первичными индексами» активности нелинейна (Витинский и др., 1986а), и вследствие различия коэффициентов этой связи у разных обсерваторий нели-

нейность обязана проявляться и в соотношениях R различных наблюдательных рядов.

Сравним ряды R_{KZ} и R_Z/R_I (см. рис. 11.4).

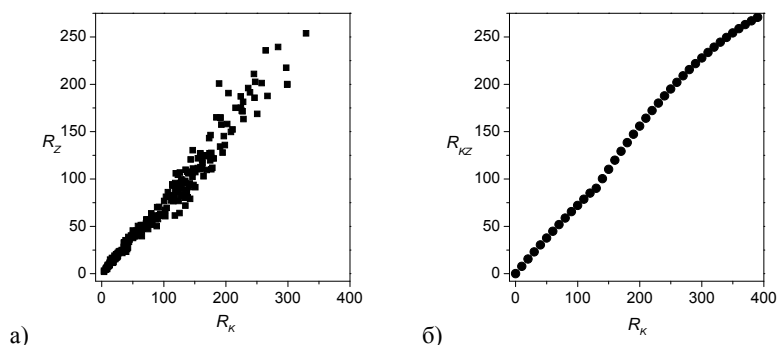


Рис. 11.3. Соотношение систем измерений числа Вольфа в Цюрихе R_Z и Кисловодске R_K : а) экспериментальное, б) аппроксимированное по (11.8).

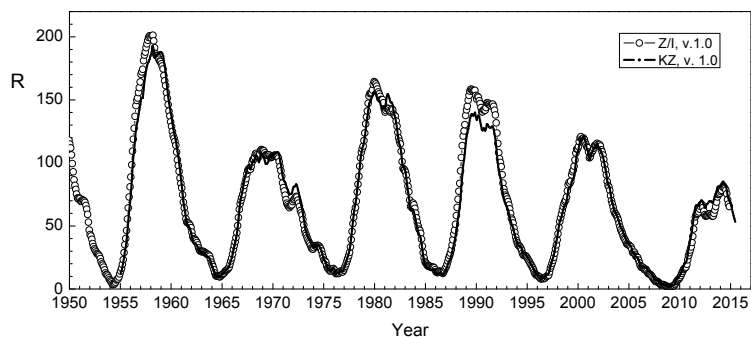


Рис. 11.4. Годовые сглаженные значения рядов R_{KZ} и R_Z/R_I .

Мы видим, что 21-й цикл у ряда R_I — одновершинный, а у R_{KZ} — двухвершинный, ряды систематически (приблизительно на ~ 20 единиц вблизи максимума) разнятся для 22-го цикла, хорошо совпадают (средняя разность 0.1 ± 6.8) для 23-го цикла и, наконец, вблизи максимума 24-го цикла R_{KZ} несколько выше (на ~ 5 единиц).

Все сказанное выше в этом разделе касалось версии 1.0, как она названа в работе (Clette et al., 2014). Поскольку Бельгийская Королевская обсерватория с июня 2015 г. перестала приводить значения чисел Вольфа в этой системе, а целый ряд исследователей «привык» работать именно с ней, можно рекомендовать два пути продолжения ее использования. Первый: использовать до начала 1981 г. цюрихские R_Z , а после – R_{KZ} ; второй: использовать R_I до конца ряда версии 1.0, а с июня 2015 г. – R_{KZ} .

Теперь о версии 2.0. На рис. 11.5 приведено временное изменение корректирующего коэффициента этой версии к версии 1.0.

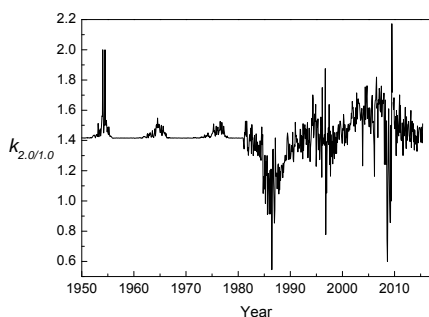


Рис. 11.5. Временное изменение корректирующего коэффициента версии 2.0 к версии 1.0.

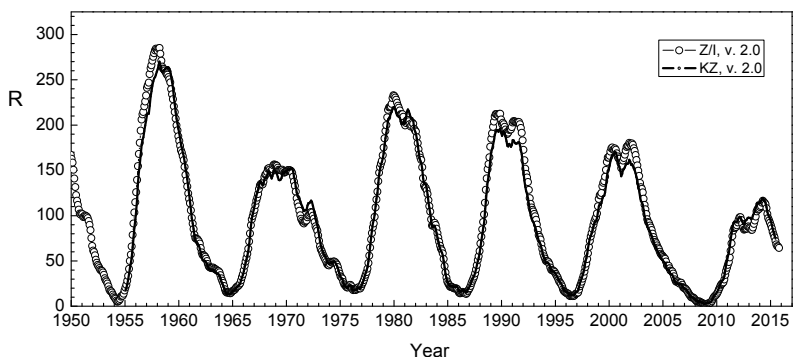


Рис. 11.6. Сравнение цюрихского/международного ряда чисел Вольфа версии 2.0 и кисловодского ряда с коэффициентом 1.4032

Мы видим, что авторы (Clette et al., 2014) драматически изменили числа Вольфа в последние 35 лет. Сравним эту версию с кислородской, умноженной на коэффициент $1.4032(\pm 0.0099)$, полученный, как и ранее, по интервалу 1957–1976 гг. (рис. 11.6).

Уменьшилось расхождение в 22-м и 24-м циклах, однако в 23-м цикле R_{KZ} и R_I , которые очень хорошо совпадали в версии 1.0, стали различаться сильнее. Сравним коэффициенты корреляции кислородского и международного рядов чисел Вольфа по несглаженным среднемесячным значениям после завершения цюрихского ряда. Получаем $\rho = 0.978$ для версии 1.0 и $\rho = 0.984$ для версии 2.0.

Большая величина корреляции во втором случае свидетельствует, хотя и не очень значимо, в пользу коррекции ряда чисел Вольфа согласно (Clette et al., 2014). В дальнейшем можно использовать ряд $1.4032 \times R_{KZ}(t)$, получаемый по формуле (11.8) из оригинальных кислородских данных, для контроля новых значений версии 2.0.

11.3. Гринвичские площади пятен до и после Гринвича: продленный ряд индекса суммарной площади пятен в гринвичской системе, 1820–1976 гг.

Как уже отмечалось, суммарные площади солнечных пятен $A(t)$ – физически более естественный индекс, чем числа Вольфа, поскольку он связан с потоком низкоширотного магнитного поля Солнца, но, к сожалению, его обычно используемый ряд – гринвичский – относительно невелик и охватывает 102 года (1874–1976 гг.), уступая ряду чисел Вольфа. Следует отметить, что еще до начала наблюдений $A(t)$ в Гринвиче различные исследователи в разных обсерваториях определяли индекс суммарной площади или близкие по смыслу показатели (De La Rue et al., 1870; Spörer, 1874, 1895). С другой стороны, после прекращения этой работы в Гринвичской обсерватории служба Солнца СССР продолжала наблюдения, в частности, индекса $A(t)$, так что имеется достаточно представительный пулковский ряд, хорошо перекрывающийся по времени с гринвичским. Рис. 11.7 и табл. 11.3 иллюстрируют эти ряды наблюдений. В ней A_N, A_S – площади пятен в северном (N) и южном (S) полушариях; φ_N, φ_S – средние широты пятен по полушариям; звездочками обозначены наблюдения площадей пятен в особой качественной шкале (Spörer, 1874).

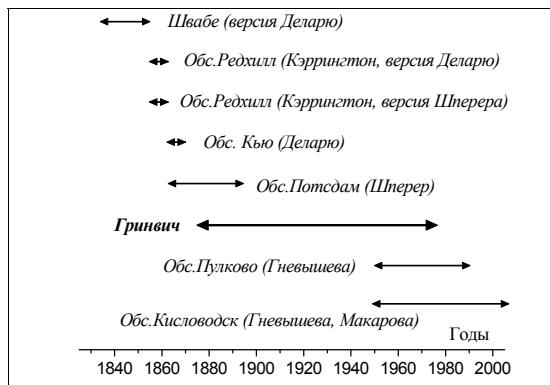


Рис. 11.7. Ряды наблюдений индекса площади пятен до и после гринвичского периода.

Таблица 11.3. Характеристики наблюдений, использованных для продления гринвичского ряда.

Ряд, наблюдатель	Период, годы	Скважность	Индексы
1. Швабе (версия Деларю)	1832–1853	1 месяц	S
2. Obs. Редхилл – Кэррингтон (версия Деларю)	1854–1860	1 месяц	S
3. Obs. Редхилл – Кэррингтон (версия Шпёпера)	1854–1860	1 год	$S_N^*, S_S^*, \varphi_N, \varphi_S$
4. Obs. Кью – Деларю	1861–1867	1 месяц	S
5. Obs. Потсдам – Шпёпер	1861–1893	1 год	$S_N^*, S_S^*, \varphi_N, \varphi_S$
6. Obs. Пулково (синтез данных обсерваторий службы Солнца СССР) – Гневышева	1949–1989	1 месяц 1 год	S $S_N, S_S, \varphi_N, \varphi_S$
7. Obs. Кисловодск – Гневышева, Макарова	1949–2005	1 месяц 1 год	S S_N, S_S

К сожалению, упомянутые “догринвичские” ряды представлены каждый своей системой подсчета $A_i(t)$, зависящей от наблюдателя, используемого инструмента, средней скважности оригинальных наблюдений и т.п. Поэтому приведение их в гринвичскую систему – специальная задача. К тому же интервал взаимного перекрытия рядов не всегда достаточен для корреляций, и необходимы особые процедуры состыковки. Вероятно, в силу этих обстоятельств задача объединения различных данных о площадях пятен до работы Ю.А. Наговицына

(19976) не решалась (впоследствии вышла работа (Vaquero et al., 2004), о ней мы еще упомянем).

Задача этого раздела работы – компиляция представленных в табл. 11.3 рядов индексов в гринвичскую систему для синтеза единого более представительного по продолжительности ряда среднемесячных значений $A_G(t)$. В качестве дополнительной задачи на базе рядов табл. 11.3 продлеваются на более ранний промежуток времени другие индексы пятнообразования, связанные с крупномасштабной организацией активности: N - S асимметрия полушарий $q(t)$, собственно суммарные площади пятен раздельно по полушариям и средние широты пятен к северу и югу от экватора. Так что расширяются эмпирические представления не только о временных вариациях величины активности Солнца, но и о ее пространственной динамике.

Ю.И. Витинский (1980) рассмотрел изменение зависимости между среднемесячными значениями чисел Вольфа R и площадей пятен A на временном интервале 1879–1964 гг. с фазой 11-летнего цикла активности. Было отмечено, что эта зависимость является более тесной для ветви роста. Выявлено возрастание коэффициента корреляции до $\rho = 0.94$ на 2-й и 3-й год после максимума. Ю.А. Наговицын (19976) повторил исследование Ю.И. Витинского для средне-годовых значений индексов на более продолжительном временном интервале 1874–1984 гг. (данные за период до 1971 г. были взяты из работы (Логинов и др., 1991), остальные — из работы (Гневышева, 1987)). Поскольку работа (Наговицын, 19976) была посвящена, прежде всего, практическим приложениям, в качестве нулей отсчёта фаз применялись не только годы максимумов, как у Витинского, но и годы минимумов активности. Полученные регрессии обеспечили переход от чисел Вольфа, надежные среднегодовые значения которых имеются, в частности, для XIX века, к суммарным площадям пятен (без разделения по полушариям). Процедура выведения решающих уравнений производилась на 110-летнем интервале, и поэтому возможная зависимость регрессий

$$A = b_0 + b_1 R \quad (11.9)$$

от фазы векового цикла не может создавать ошибок, больше полученных статистических оценок σ . Что же касается фазовых характеристик 11-летних циклов (моменты экстремумов), то они тем более практически не подвержены влиянию этого фактора. Тем не менее, полученный ряд является *версией* истинного (будем называть его *W*-версией), поскольку при его выведении использовался сторонний индекс. Для осуществления процедуры N - S «расщепления» (S_n , S_S) были

привлечены данные из работы (Newton and Milsom, 1955) о среднегодовой асимметрии q числа солнечных пятен в 1832–1874 гг., выведенные из ранних наблюдений цикличности, а также дополнительные данные за 1826–1829 гг. (Carrington, 1859). Отметим, что искомым на этом этапе индекс асимметрии

$$q = (N-S)/(N+S) \quad (11.10)$$

(N , S – значения индексов активности: числа пятен или суммарных площадей пятен в северном и южном полушариях) устойчив к линейным колебаниям систем (Наговицын, 1989), и использование разнородных наблюдений в этом случае оправданно. Переходя, далее, от индекса асимметрии, исчисляемого в числах пятен, к исчисляемому в площадях (по материалам (Newton and Milsom, 1955)), были исчерпаны все решающие зависимости и получена *версия* среднегодовые значения суммарных площадей пятен в N и S полушариях в 1823–1874 гг.

Таблица 11.4. Соотношение (11.9) для различных фаз 11-летнего цикла.

Фаза	ρ	b_1	b_0	Фаза	ρ	b_1	b_0
m-5	0.985	18.6±1.2	-200±110	M-3	0.953	17.0±1.9	-52± 40
m-4	0.954	13.8±1.5	110±100	M-2	0.930	14.9±2.1	4±110
m-3	0.949	14.9±1.8	-30± 70	M-1	0.958	16.3±1.7	-50±160
m-2	0.970	13.3±1.2	-10± 29	M	0.974	14.9±1.2	180±140
m-1	0.824	11.4±2.8	13± 40	M+1	0.970	15.4±1.4	40±150
m	0.849	12.5±2.8	-11± 19	M+2	0.989	17.9±0.9	-120± 90
m+1	0.961	13.6±1.4	-13± 28	M+3	0.991	14.8±0.7	-17± 44
m+2	0.976	17.3±1.4	-68± 96	M+4	0.949	13.9±1.6	47± 73
m+3	0.980	16.7±1.2	-110±130	M+5	0.983	11.8±0.8	35± 20

В табл. 11.4 приведены результаты вычислений корреляции среднегодовых A и R и соответствующих коэффициентов уравнения регрессии (11.9) в зависимости от фазы 11-летнего цикла. Для среднего, «эталонного» цикла выбрано совмещение эпох таким образом, чтобы ветви роста имели длину 4 года. Из табл. 11.4 следует, что учет фазы в соотношении A и R гарантирует уверенное получение среднегодовых значений площадей пятен по значениям чисел Вольфа. Исходя из этого, были получены A для 1823–1874 гг. в двух системах эпох: при отсчетах фаз от минимума и от максимума соответственно. Для лет, в которые имеется возможность обеих оценок, окончательная оценка производилась усреднением с учетом неравноточности (с дисперсионными весами).

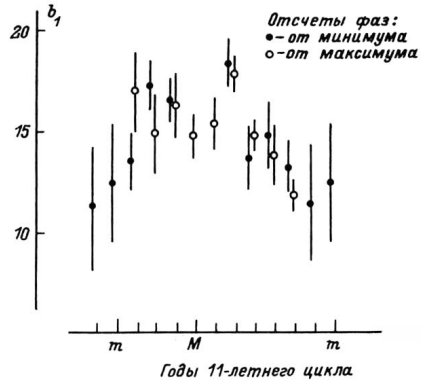


Рис. 11.8. Поведение коэффициента b_1 формулы (11.9) в зависимости от фазы 11-летнего цикла: M — эпоха максимума, t — минимума.

С физической точки зрения интересно поведение коэффициентов регрессии с фазой активности (см. рис. 11.8, на котором представлено изменение b_1 в «эталонном» цикле). Видно, что на ветви роста до $(M-2)$ -го года и на ветви спада, начиная с $(M+3)$ -го года (при $b_0 \approx 0$) коэффициент b_1 изменяется параллельно с изменением активности. Физически это означает, что возрастание (убывание) активности приводит к возрастанию (убыванию) групп пятен с большой площадью. Общий сравнительно монотонный характер этой тенденции нарушается с $(M-1)$ -го по $(M+2)$ -й год включительно. В частности, доля групп пятен с большой площадью растет с увеличением числа Вольфа в данном цикле медленнее в M -й год (главный максимум), чем в $(M-2)$ -й год («второй максимум» Гневывшева (Gnevyshev, 1977)). Иными словами, главный и второй максимумы дают разный характер связи между A и R , что приводит к появлению второго максимума главным образом в индексе площадей пятен, а не чисел Вольфа. Отметим также, что из рис. 11.8 следует, что работа (Vaquero et al., 2004), в которой компиляция догринвичских наблюдений в гринвичскую систему производилась на основе простых глобальных регрессий с числами Вольфа и индексом Хойта-Шаттена, вряд ли достигла своей цели.

Теперь о среднегодовых значениях индекса асимметрии q (11.10) и площадях пятен отдельно для N и S полушарий. Использование результатов работы (Newton and Milsom, 1955) дало соотношение между среднегодовыми индексами асимметрии q_A (площади пятен) и q_C (числа пятен)

$$q_A = 1.17 q_C. \quad (11.11)$$

На основании этого можно перейти от системы q_C , в которой приведены графики в работе (Newton and Milsom, 1955), и данных Р.Керрингтона (Carrington, 1859) к q_A . Далее вычисляются среднегодовые A_N и A_S . Лакуна 1829–1931 гг. заполнялась следующим образом. Значения A_N и A_S соседних лет квадратично интерполировались и по ним определялись оценки q_A . Используя

Таблица 11.5. Среднегодовые значения площади пятен в северном и южном полушариях Солнца в рамках W-версии.

Год	A_N	A_S	Год	A_N	A_S	Год	A_N	A_S
1823	(6)	(6)	1840	570	347	1857	157	152
4	(51)	(51)	1	328	169	8	320	536
5	110	109	2	245	72	9	690	774
6	295	253	3	58	66	1860	821	788
7	393	349	4	131	59	1	580	652
8	549	418	5	555	73	2	450	477
9	697	401	6	566	352	3	339	308
1830	713	361	7	883	671	4	353	334
1	445	211	8	1026	1008	5	199	196
2	256	118	9	671	849	6	118	80
3	66	40	1850	563	510	7	36	42
4	110	72	1	515	432	8	196	308
5	428	463	2	492	332	9	572	619
6	969	952	3	227	275	1870	1126	1106
7	1186	1056	4	147	116	1	885	870
8	967	720	5	53	36	2	810	893
9	708	668	6	18	25	3	445	530
						4	386	305

эти оценки совместно с оценками A по числам Вольфа, мы находили искомые A_N и A_S . В качестве значения асимметрии в 1823–1825 гг. (начальные годы цикла № 7 по юрихской нумерации) использовалось значение $q = 0$, не противоречащее характеру графика изменения q_A в данном цикле. В табл. 11.5 приведены значения среднегодовых площадей пятен в 1823–1874 гг. отдельно по полушариям в рамках W-версии.

Как отмечалось выше, для стыковки последовательных рядов $A(t)$, недостаточно перекрывающихся по времени, необходимы специальные процедуры. Пусть $A_i(t)$ и $A_j(t)$ – два таких ряда, каждый в своей системе, заданные на временных интервалах (t_i, t_0) и (t_0, t_j) , соответственно. Пусть $A_0(t)$ – сторонний ряд,

такой, что он локально сохраняет стабильность системы подсчета площадей на некотором интервале (t_m, t_n) , $t_i < t_m, t_n < t_j$, своего существования. Тогда с помощью функциональных соотношений $A_i(t) = f_1(A_0(t))$ для (t_m, t_0) и $A_0(t) = f_2(A_j(t))$ для (t_0, t_n) можно осуществить взаимную стыковку первых двух рядов на всем интервале (t_i, t_j) . Для такой процедуры можно использовать отдельные временные интервалы стороннего искусственного ряда площадей, названного ранее *W*-версией. Такой ряд $A_w(t)$, в силу процедуры своего выведения, должен сохранять стабильность системы на временных интервалах порядка 10-15 лет (хотя, поскольку зависимость от 22-летнего и векового циклов не учитывалась, на более продолжительных интервалах возможны тренды системы).

Понятно, что мы при этом принимаем следующие предположения: а) ряды $A_i(t)$ обладают внутренней стабильностью системы; б) ряды $A_i(t)$ условно однородны с $A_G(t)$ (т.е. однородны с точностью до постулируемого преобразования). Далее, мы предполагаем $A_G(t) = a_i + b_i A_i(t)$.

В последней колонке табл. 11.6 (данные за 1832–1874 гг.) представлены конечные результаты проведения описанной процедуры: среднегодовые значения $A_G(t)$ в миллионных долях полусферы Солнца.

Для качественного контроля произведенной компиляции были рассчитаны коэффициенты линейной регрессии между полученным рядом и рядом $A_w(t)$ по интервалам длительностью в половину 11-летнего цикла (от минимума до максимума и от максимума до минимума) для всего промежутка 1832–1976 гг. На рис. 11.9 видно, что временной ход коэффициентов регрессии в 1832–1874 гг. не противоречит опорному “гринвичскому” интервалу 1874–1976 гг. и не имеет заметного векового тренда.

С опорой на полученный вид зависимости $A_G(t)$ от $A_w(t)$ был проэкстраполирован ход переходных коэффициентов $a(t)$ и $b(t)$ назад (пунктир на рис. 11.9) и получены среднегодовые значения $A_G(t)$ для интервала 1821–1831 гг. (см. табл. 11.6).

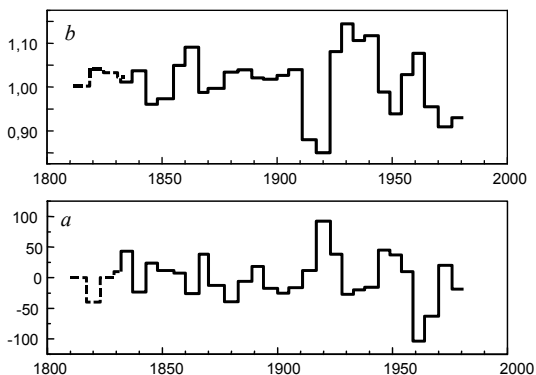
Далее, среднемесячные значения площадей были восстановлены на основе их оригинальных наблюдаемых значений, масштабированных с помощью коэффициентов $k = A_G(t) / A_{obs}(t)$, где $A_{obs}(t)$ – наблюдаемое среднегодовое значение, а $A_G(t)$ – соответствующее среднегодовое значение в гринвичской системе.

Таблица 11.6. Значения индекса суммарной площади пятен в гринвичской системе в 1821–1874 гг., полученные на основе взаимной стыковки догринвичских наблюдений.

$\Gamma_{\text{от}}^{\text{Мес}}$	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Ср. год
1821	305	39	53	92	15	17	22	44	40	245	40	0	76
1822	0	7	179	140	12	48	72	17	0	3	0	0	40
1823	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	47	4
1824	275	99	0	229	23	0	0	12	252	364	0	7	105
1825	45	176	320	34	176	176	588	405	180	178	121	311	226
1826	153	161	562	255	458	572	947	632	171	900	630	1327	564
1827	444	715	935	686	903	912	619	849	761	923	732	688	764
1828	798	1034	1047	967	1537	1719	829	1279	750	430	884	678	996
1829	621	758	1242	1722	1140	1275	1633	1369	829	923	1142	907	1130
1830	744	1127	1368	1802	1015	992	583	714	934	1364	1302	1315	1105
1831	673	725	1584	814	486	393	627	820	482	647	594	304	679
1832	270	649	952	383	869	553	193	83	91	154	245	283	393.8
1833	192	241	139	20	48	0	89	28	128	143	99	157	107.0
1834	15	354	11	21	76	175	90	21	251	390	318	462	182.0
1835	139	426	380	1092	930	896	1258	1860	2141	1220	1809	1287	1119.8
1836	1476	2354	1339	2226	1970	2000	2317	1519	1372	2292	2210	2768	1986.9
1837	4256	3828	2252	2004	1524	2010	1847	1381	1627	2076	1424	2766	2249.6
1838	3552	2479	1913	1824	2070	1425	1699	1081	1325	1331	1104	1295	1758.2
1839	1963	2173	1162	1025	1141	1104	1312	2640	2573	1331	913	839	1514.7
1840	947	968	994	735	972	624	552	803	1227	667	1036	616	845.1
1841	310	297	276	577	988	665	331	398	624	385	264	523	469.8
1842	181	205	320	357	140	349	148	333	242	480	534	222	292.6
1843	178	70	46	155	340	120	77	151	8	62	286	108	133.4
1844	187	207	162	288	248	28	450	467	81	304	138	329	240.8
1845	585	897	594	1250	509	509	274	379	320	404	303	897	576.8
1846	884	1186	1050	1131	897	850	672	808	1301	451	638	982	904.2
1847	1053	1730	1640	745	672	1103	702	2030	2385	2582	2257	2000	1574.9
1848	2579	1943	1436	957	2089	1706	2629	1824	2021	2337	1363	2506	1949.2
1849	3136	2083	1622	1864	1575	1154	1453	856	1205	1284	1841	985	1588.2
1850	1374	1205	1222	642	676	1149	744	896	1358	817	806	822	975.9
1851	868	1656	1149	958	1068	873	549	804	1187	762	732	1026	969.3
1852	1111	954	886	933	801	509	483	496	627	856	899	788	778.6
1853	538	593	492	647	559	832	597	610	479	643	336	227	546.1
1854	77	315	295	354	101	131	93	151	283	194	631	117	228.5
1855	718	339	82	6	20	9	0	13	1	73	12	60	111.1
1856	0	70	0	49	0	38	78	387	38	5	51	59	64.6

Год \ Меc	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Ср. год
1857	131	105	6	224	597	155	338	131	845	521	292	470	317.9
1858	1060	670	1258	276	479	711	685	700	1192	1592	1646	245	876.2
1859	2175	871	1136	574	1185	837	2048	2147	2497	2342	1721	1279	1567.7
1860	1002	1846	1556	779	1411	1297	2842	2199	1128	1752	1855	2603	1689.2
1861	1037	1228	1688	1802	1308	1649	1407	1308	1292	1107	1295	1499	1385.0
1862	822	1058	423	676	930	1986	1557	1159	1546	639	756	556	1009.0
1863	1211	811	898	591	720	415	511	387	182	467	427	947	630.6
1864	1312	720	893	306	598	868	797	827	203	244	888	854	709.2
1865	949	553	353	180	330	284	125	385	440	517	427	366	409.1
1866	576	781	200	124	116	165	61	140	105	94	39	4	200.4
1867	0	0	37	45	81	16	21	138	426	161	87	119	94.3
1868	123	125	303	548	307	415	350	493	717	1140	1079	1281	573.4
1869	989	956	818	573	1891	1983	954	1380	1401	959	1334	1897	1261.3
1870	1123	1788	2573	2583	2866	2152	2096	2470	2160	2343	2362	2054	2214.2
1871	1299	1942	2253	2587	2293	1357	1555	1676	1160	1311	1596	1334	1696.9
1872	1263	2031	1431	1691	1796	1839	1755	1516	1928	1718	1879	1346	1682.8
1873	1456	1857	1686	1249	690	629	1065	1091	683	680	839	716	1053.4
1874	997	1067	696	388	660	525	1142	1007	301	439	320	329	655.9

Рис. 11.9. Переходные
коэффициенты регрессии
 $A_G(t) = a + bA_w(t)$



К сожалению, какие-либо оригинальные среднемесячные данные за интервал 1868–1873 гг. отсутствуют, а наличие такой лакуны в данных $A_G(t)$ крайне нежелательно, поскольку ограничивает возможности применения дальнейших математических процедур обработки ряда. Поэтому для этого интервала исполь-

зовался следующий прием. Для соседних лет были построены эмпирические зависимости имеющихся среднемесячных $R(t)$ и $A_G(t)$ (соответствующая нелинейная зависимость была получена путем глобальной кубической сплайн-интерполяции поинтервальных средних значений). Далее, по $R(t)$ за 1868–1874 гг. находились предварительные среднемесячные $A_{пр}(t)$, а по ним – их среднегодовые значения. Затем производилось масштабирование к гринвичской системе

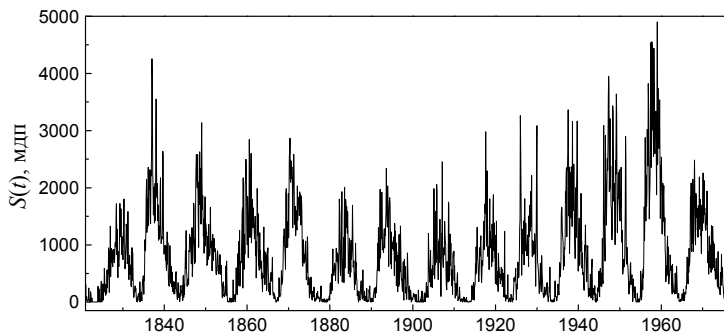


Рис. 11.10. Ряд среднемесячных значений суммарной площади пятен в гринвичской системе в 1821–1976 гг.

среднегодовых значений подобно процедуре для оригинальных рядов. С помощью аналогичной процедуры были получены также среднемесячные значения $A_G(t)$ для интервала 1821–1831 гг. В табл. 11.6 и на рис. 11.10 представлены полученные значения среднемесячных площадей пятен для 1821–1874 гг. Что касается продолжения гринвичского ряда после его окончания в 1976 г., то это мы обсудим далее в Главе 12.

11.4. Продленные ряды экваториальной N-S асимметрии суммарных площадей и средних широт пятен

В ряде работ Г. Шпёер подсчитал среднегодовые значения широт и площадей пятен (особая шкала) отдельно по полушариям Солнца за 1854–1860 гг. (переобработанные данные Кэррингтона) и за 1861–1893 гг. (обсерватория Потсдам) (Spörer, 1874 и другие работы). Построим зависимость гринвичских значений средних широт пятен φ_N, φ_S от значений этих величин, полученных

Г. Шпёером в 1875–1893 гг. Коэффициенты линейной регрессии (a и b) и коэффициент корреляции (ρ) равны:

$$a = 0.10 \pm 0.44, \quad b = 1.001 \pm 0.030, \quad \rho = 0.985, \quad (11.12)$$

что говорит о хорошем соответствии систем сравниваемых рядов. На основании этого были получены средние широты пятен в N и S полушариях Солнца в гринвичской системе в 1854–1874 гг. (см. табл. 11.7).

Таблица 11.7. Среднегодовые значения приэкваториальной асимметрии полушарий и средних широт пятен в N и S полушариях в гринвичской системе.

Годы	S_G	q	S_N	S_S	φ_N	φ_S
1854	228.5	0.2874	147	81	10.37	9.50
1855	111.1	-0.3797	34	76	7.31	8.46
1856	64.6	-0.4091	19	45	11.36	24.52
1857	317.9	-0.0162	156	161	22.50	24.49
1858	876.2	-0.4106	258	618	20.80	20.70
1859	1567.7	-0.1362	677	890	17.45	17.19
1860	1689.2	0.0154	857	831	17.92	16.88
1861	1385.0	0.0664	738	646	14.34	14.60
1862	1009.0	-0.0362	486	522	12.86	12.09
1863	630.6	0.0795	340	290	10.90	10.54
1864	709.2	0.0694	379	330	11.18	10.27
1865	409.1	0.0936	223	185	9.37	10.27
1866	200.4	0.1568	115	84	9.47	8.51
1867	94.3	-0.0370	45	48	12.45	20.99
1868	573.4	-0.2297	220	352	25.07	21.96
1869	1261.3	-0.0621	591	669	21.81	21.76
1870	2214.2	-0.0223	1082	1131	17.08	19.00
1871	1696.9	-0.0697	789	907	17.92	14.92
1872	1682.8	-0.1122	747	935	16.12	13.32
1873	1053.4	-0.1343	456	597	13.42	11.31
1874	655.9	0.0047	329	326	11.11	11.31

Для вычисления индексов экваториальной асимметрии полушарий вначале была построена зависимость значений площадей пятен в N и S полушариях, данных Г. Шпёером, от гринвичских. Затем весь интервал изменения площадей был разделен на серию интервалов (для каждого была найдена своя линейная регрессия $A_G = a + bA_{Sp}$), по которым вычислялись (середина интервала) наиболее вероятные соотношения A_G и A_{Sp} . Оказалось, что для $A_G > 80$ м.д.п. коэффициен-

ты a и b практически постоянны. С помощью интерполяции глобальным кубическим сплайном из значений A_{Sp} для интервала 1861–1874 гг. были получены значения среднегодовых площадей пятен в N и S полушариях Солнца в гринвичской системе и по ним – индекс асимметрии полушарий q (11.10).

Для вычисления асимметрии полушарий приэкваториальной активности q_s на интервале 1821–1860 гг. в работе (Наговицын, 1997б) использовались данные, полученные на основе данных (Newton and Milsom, 1955), с линейной корректировкой их системы в систему подсчета q_s по гринвичским площадям, а на временном интервале с 1977 г. – по кислородским данным.

Таблица 11.8. Среднегодовая суммарная площадь пятен (м.д.п.) отдельно по полушариям Солнца и индекс N-S асимметрии.

Год	S_N	S_S	q	Год	S_N	S_S	q	Год	S_N	S_S	q
1977	206	146	0.1705	1990	1156	1114	0.0185	2003	602	653	-0.0405
1978	918	555	0.2464	1991	1002	1508	-0.2015	2004	294	511	-0.2695
1979	1354	1006	0.1475	1992	626	966	-0.2135	2005	197	377	-0.3135
1980	1059	1269	-0.0901	1993	408	384	0.0303	2006	18	240	-0.8604
1981	1142	1220	-0.0329	1994	231	173	0.1436	2007	25	115	-0.6428
1982	1026	1062	-0.0171	1995	73	122	-0.2512	2008	4	18	-0.6363
1983	220	647	-0.4924	1996	36	70	-0.3207	2009	22	9	0.4194
1984	311	431	-0.1616	1997	162	136	0.0872	2010	174	77	0.3865
1985	85	111	-0.1326	1998	574	429	0.1446	2011	690	239	0.4855
1986	77	77	0	1999	855	649	0.137	2012	489	493	-0.004
1987	103	250	-0.4163	2000	1087	819	0.1406	2013	489	589	-0.0927
1988	777	739	0.0251	2001	993	902	0.048	2014	404	1161	-0.4836
1989	1414	1291	0.0455	2002	817	1136	-0.1632	2015	387	383	0.0052

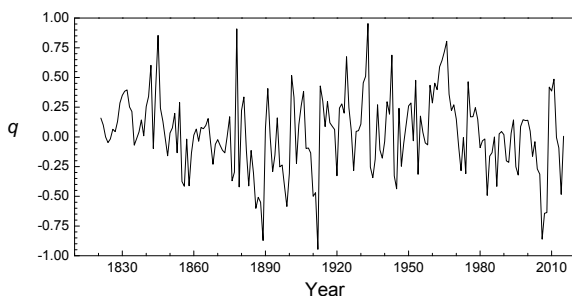


Рис. 11.11. Асимметрия, определенная по площадям пятен в N и S полушариях.

На рис. 11.11 представлены значения для всего полученного в (Наговицын, 1997б) 185-летнего ряда асимметрии площадей солнечных пятен в гринвичской системе в 1821–2005 гг.

11.5. Крупномасштабный полярный магнитный поток Солнца: среднегодовой ряд П-индекса в 1858–2006 гг.

С некоторой степенью условности общее магнитное поле Солнца может быть представлено в виде низкоширотного компонента H_{sp} , основной вклад в который вносят солнечные пятна и активные области, и крупномасштабного компонента H_{ls} , связанного с распределением по всей солнечной поверхности областей открытого магнитного потока – корональных дыр. Связь между этими компонентами, по-видимому, уже не вызывает сомнения (Makarov et al., 2001b; Наговицын, 2006): развитие $H_{ls}(t)$ предвещает $H_{sp}(t)$ на половину 11-летнего цикла, что может быть следствием действия т.н. ω -эффекта на Солнце (т.е. физического процесса, приводящего к превращению глобально-полоидального магнитного поля в глобально-тороидальное).

Среди различных крупномасштабных структур с открытым магнитным потоком особняком стоят полярные области Солнца. Известно, что в этих областях наблюдаются системы полярных щеточек (plumes), фотосферные полярные факелы. По границам их располагаются высокоширотные протуберанцы, дрейф которых к полюсу вызывает яркое явление переполюсовки полярного поля.

С.А. Гусевой и Ю.А. Наговицыным (Guseva and Nagovitsyn, 2012) получен длительный временной ряд индекса крупномасштабного полярного магнитного поля Солнца на основе наблюдений в течение последних полутора столетий:

- а) солнечной короны во время полных солнечных затмений, представленных фотографиями и зарисовками различных наблюдателей в разное время;
- б) высокоширотных солнечных протуберанцев (волокон), представленных Н-альфа картами, составленными В.И. Макаровым с сотрудниками.

В качестве индекса был выбран известный параметр П – протяженность по лимбу (в градусах) полярных лучевых систем (Всехсвятский, 1965). Специально обратим внимание, что в работе (Guseva and Nagovitsyn, 2012) впервые предпринималась попытка создания именно временного ряда крупномасштабного полярного магнитного поля, позволяющего применять к нему математические процедуры обработки временных рядов. До этого исследователи ограничивались полу-

чением набора значений Π для отдельных солнечных затмений, разрозненных по времени.

Параметр Π для всех использованных материалов определялся в трех вариантах: для северного полушария Π_N , для южного полушария Π_S и средний по полушариям Π_{NS}

Использовались и фотографии, и схематические зарисовки, или даже несколько зарисовок, выполненных разными авторами (Ranyard, 1879; Всехсвятский, 1965; Loucif and Koutchmy, 1989; Sýkora et al., 2003). Применялась специальная координатная сетка, которая строилась с учетом эфемеридного угла наклона оси вращения Солнца к эклиптике для данного затмения.

Для нахождения изменений Π вблизи фазы максимума цикла использовались данные наблюдений в линии H_α по дрейфу нейтральной линии к полюсу, предшествующему изменению знака полярного поля (переполусовке) – явлению, основной вклад в изучение которого принадлежит В.И. Макарову (Makarov et al., 1983). Таким образом, была получена первичная информация для создания длительного ряда индекса крупномасштабного полярного магнитного поля Солнца – параметра Π .

Построим вначале знакопеременный – альтернированный (Витинский и др., 1986а) – ряд Π^* . Рассмотрим наблюденные значения Π с учётом знака поля вместе с моментами переполусовок (т.е. когда $\Pi = 0$), включая трехкратные. Для уменьшения влияния неравномерности продолжительности лакун между отдельными наблюдениями сделаем следующую процедуру. Каждые два соседних наблюдения усредним, и полученные значения отнесем к их средней эпохе:

$$\overline{\Pi\left(\frac{t_i + t_{i+1}}{2}\right)} = \frac{\Pi(t_i) + \Pi(t_{i+1})}{2}. \quad (11.13)$$

Затем проведем интерполирование на равноотстоящие узлы, отнесенные к серединам годов. Используем для этого глобальный кубический сплайн. Результат – ряд Π^* для северного и южного полушарий – приведен на рис. 11.12.

Продельвая ту же процедуру, что и выше, но без присваивания противоположного знака соседним 11-летним циклам, Гусева и Наговицын (Guseva and Nagovotsin, 2012) получили также обычный, «знакопостоянный» основной ряд Π (см. рис. 11.13), на котором приведены также ряды среднегодовой площади пятен в N- и S- полушариях.

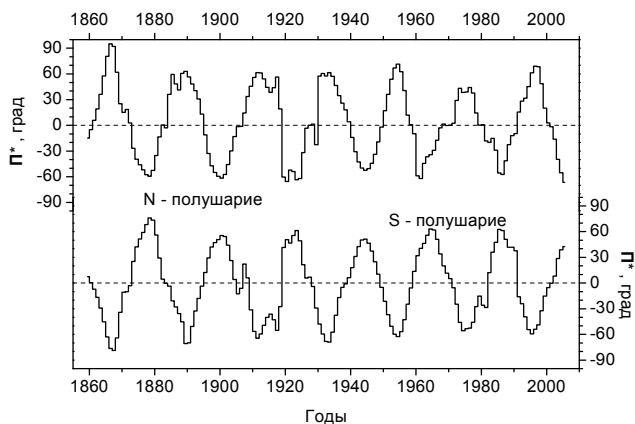


Рис. 11.12. Знакопеременный ряд среднегодовых значений P -индекса в северном и южном полушариях Солнца $P^*(t)$.

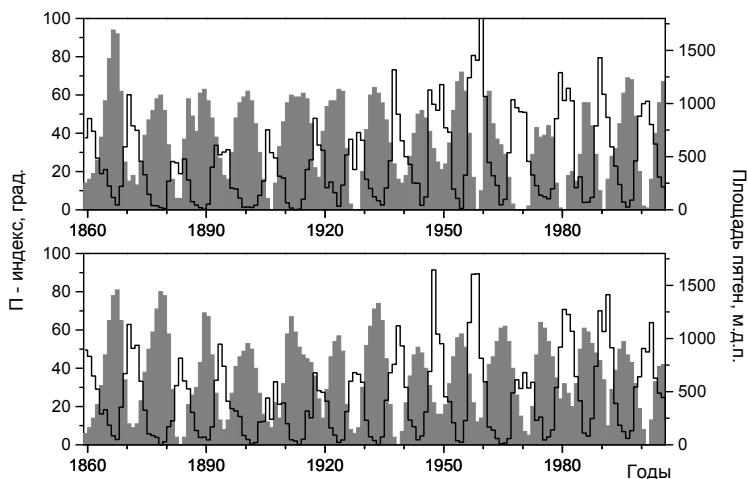


Рис. 11.13. Основной ряд среднегодовых значений P -индекса в северном (сверху) и южном (снизу) полушариях Солнца $P(t)$ – серые области, и полушарные ряды площади пятен.

Заметим, что вековой ход амплитуд 11-летних циклов P -индекса не повторяет таковой для низкоширотной активности. Это обстоятельство кажется нам примечательным и требует специального рассмотрения.

11.6. Высокоширотное магнитное поле Солнца:

длительный ряд среднегодовых чисел полярных факелов

Полярные факелы (ПФ) являются индексом (локальной) полярной активности. Этот объект активности встречается на широтах больше 55° , имеет типичный размер 3–4" и время жизни от получаса до нескольких суток (Чистяков, 1986). Несмотря на то, что с момента открытия полярных факелов (Weber, 1865) прошло уже полтора века, их длительного общепринятого ряда их индекса не существует. В то же время попытки создать такой ряд делались.

В работе (Muñoz-Jaramillo et al., 2012) была произведена кросс-калибровка четырех серий измерений числа полярных факелов *NPF* по наблюдениям обсерватории Маунт Вилсон (Sheeley, 1964, 1966, 1976, 1991, 2008). Для оценки среднегодовых *NPF* использовались фотоснимки в эпохи максимальных углов наклона ($B_0 = \pm 7^\circ$) оси вращения Солнца к картинной плоскости. Стабильность системы подсчета ПФ, использованной Н.Р. Шили, обеспечивалась предварительным перемешиванием фотопластинок разных лет.

Ряд был получен в знакопеременном варианте для N и S полушарий отдельно. Этот ряд приведен на рис. 11.14.

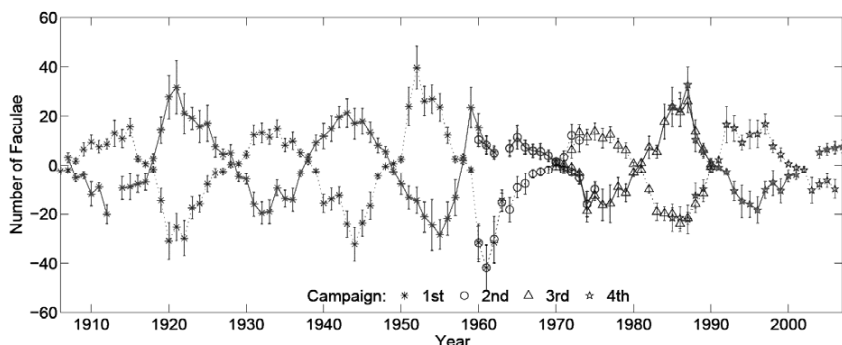


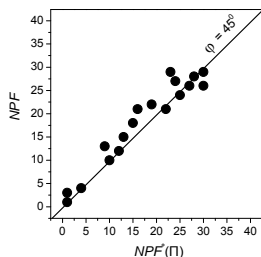
Рис. 11.14. Ряд чисел полярных факелов по наблюдениям обсерватории Маунт Вилсон (из работы (Muñoz-Jaramillo et al., 2012)).

Таким образом, прямые наблюдения обеспечивают получение информации о числе полярных факелов, начиная с 1906 г.

Далее, Ю.А.Наговицын (1988) обратил внимание, что может существовать связь между морфологическим полярным корональным индексом Π (см. раздел 11.5) и числами ПФ. Было рассмотрено изменение коэффициента $k = \frac{NPF}{\Pi}$ в

функции фазы цикла низкоширотной активности (для данного полушария) и получено решающее правило. Затем с использованием наблюдаемых значений Π -индекса было произведено сравнение NPF^* , вычисленных по Π индексу, с наблюдаемыми NPF на независимом интервале) (см. рис.11.15), которое показало хорошие результаты.

Рис. 11.15. Сравнение NPF^* , вычисленных по Π индексу, с наблюдаемыми NPF .



Таким образом, используя прошлые значения Π -индекса в фазе низкоширотной активности, были получены значения числа полярных факелов в 19 веке. Эти данные можно объединить с рядом из работы (Muñoz-Jaramillo et al., 2012) – см. рис. 11.16, на котором приведено полное число полярных факелов в обоих полушариях Солнца. На этом рисунке, кроме NPF , приведены числа Вольфа. Видно, что активность полярных факелов во всех случаях развивается приблизительно в противофазе с низкоширотной активностью, как и предполагалось ранее («правило Вебера» – по В.Ф. Чистякову (1986)). Кроме 11-летнего цикла, для NPF имеет место сверхдиннадцатилетняя вариация.

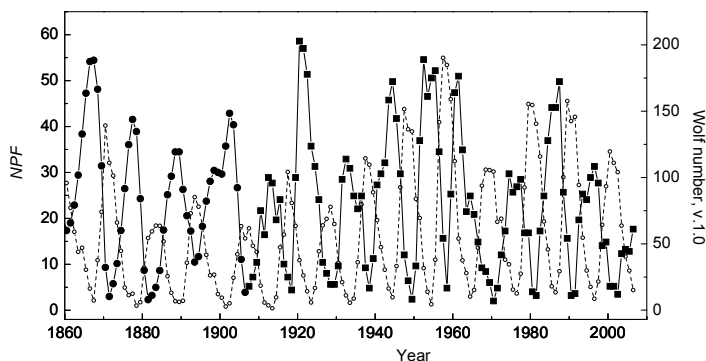


Рис. 11.16. Полное число полярных факелов в обоих полушариях Солнца (квадраты и сплошные линии) и число Вольфа (пунктир).

Г.С. Иванов-Холодный и В.Е. Чертопруд (1990) проанализировали данные о циклах полярных факелов. Они подтвердили связь происходящих в противо-фазе колебаний полярных факелов и низкоширотной активности, а также сделали заключение об отсутствии систематического сдвига в колебаниях NPF в разных полушариях, что, по их мнению, свидетельствует о существовании единой глобальной – охватывающей все гелиошироты – структуры, лежащей в основе явлений солнечного цикла.

А.И. и Г.И. Оль (1989), исследуя ряд NPF методом наложенных эпох, установили существование 22-летнего цикла полярных факелов.

В.И. Макаров (1994) подтвердил это заключение по ряду, показав, что в четных циклах полярных факелов их систематически больше, чем в нечетных, так что $NPF(2n) - NPF(2n+1) = 16$.

11.7. Продолжительность «11-летнего» цикла для индексов различных компонентов глобального магнитного поля Солнца

Рассчитаем локальную длительность 11-летнего цикла для разных индексов, характеризующих поведение различных компонентов глобального магнитного поля Солнца. Для этого используем следующие длительные временные ряды:

а) ряд П-индекса – высокоширотное крупномасштабное поле (Guseva and Nagovitsyn, 2012);

б) ряд чисел полярных факелов – высокоширотное мелкомасштабное поле (Наговицын и др., 2004);

в) ряд площадей солнечных пятен – низкоширотное поле (Наговицын и др., 2004; Наговицын, 2005);

г) ряд средних широт пятен – низкоширотное поле (Наговицын и др. 2004, 2010);

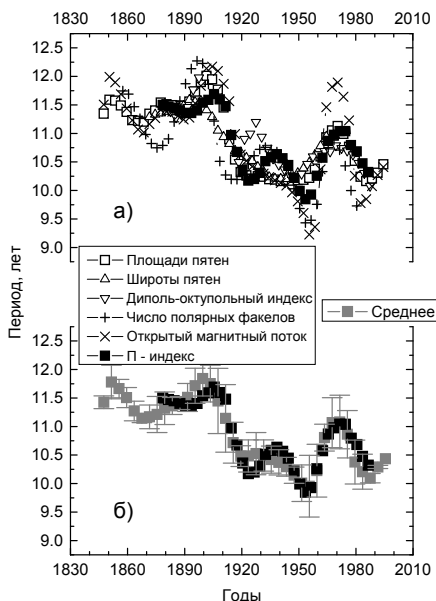
д) ряд диполь-октупольного индекса – глобальное крупномасштабное поле (Makarov et al., 2001b; Tlatov, 2009);

е) ряд «открытого» абсолютного магнитного потока Солнца – общее магнитное поле Солнца у основания гелиосферы (Наговицын и др., 2008).

К каждому ряду применим вейвлет-преобразование (Астафьева, 1996) – с использованием вейвлета Морле 6-го порядка – и вычислим скелетоны (максимумы вейвлет-коэффициентов), обозначающие вероятные значения локальных («мгновенных») периодов 11-летнего цикла для данного ряда.

Рисунок 11.17 иллюстрирует полученный результат: вековые изменения продолжительности 11-летнего цикла являются универсальными для всех компонентов солнечного глобального магнитного поля (среднеквадратическое отклонение от среднего ряда составляет $\sigma = 0.27$ года), так что мы лишним раз получаем свидетельство того факта, что цикл является единым процессом, захватывающим активность всего Солнца одновременно.

Рис. 11.17. Длительные изменения локальных периодов 11-летнего цикла для разных индексов солнечной активности (см. легенду) – (а); сравнение поведения усредненного ряда локальных периодов и П-индекса – (б).



Рассмотрим, насколько изменения периодов избранных нами рядов связаны с общими изменениями периода 11-летнего цикла. В таблице 11.9 приведены соответствующие коэффициенты корреляции, рассчитанные для 110-летнего интервала, общего для оценок данного параметра у всех рассмотренных рядов. Мы видим, что вариации периодов для П-индекса достаточно хорошо соответствуют средним вариациям, в отличие от диполь-октупольного индекса и индекса числа полярных факелов, для которых корреляция меньше 0.9.

Можно также сравнить изменение локальных периодов 11-летнего цикла у разных индексов отдельно по полушариям. Для этого рассмотрим те же индексы, что и выше, но без диполь-октупольного индекса и индекса открытого абсолютного потока, которые по своей сути являются чисто глобальными. На рис. 11.18. видно, что в целом полушарные картины соответствуют полученной

выше для глобальных значений, и вариации для N и S полушарий различаются не кардинально.

Таблица 11.9. Значения коэффициента корреляции между локальными значениями периодов у избранных индексов и средними значениями.

Индекс	Значения коэффициента корреляции
Площади пятен	0.969
Широты пятен	0.918
Диполь-октупольный индекс	0.855
Число полярных факелов	0.860
Открытый магнитный поток	0.919
П - индекс	0.937

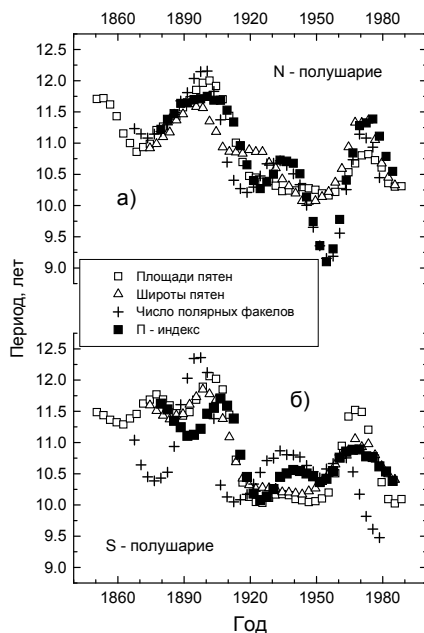


Рис. 11.18. Длительные изменения локальных периодов 11-летнего цикла для разных индексов солнечной активности в северном (а) и южном (б) полушариях Солнца.

По данным, иллюстрируемым рис. 11.18, можно ответить на вопрос, какие значения периодов у рассмотренных индексов встречаются чаще и различаются

ли они у разных компонентов поля. На рис. 11.19 приведены гистограммы встречаемости значений квазиодиннадцатилетних периодов для индексов низкоширотного компонента глобального магнитного поля Солнца (справа) и высокоширотного компонента (слева) на 150-летней шкале. N- и S- полушария участвуют вместе.

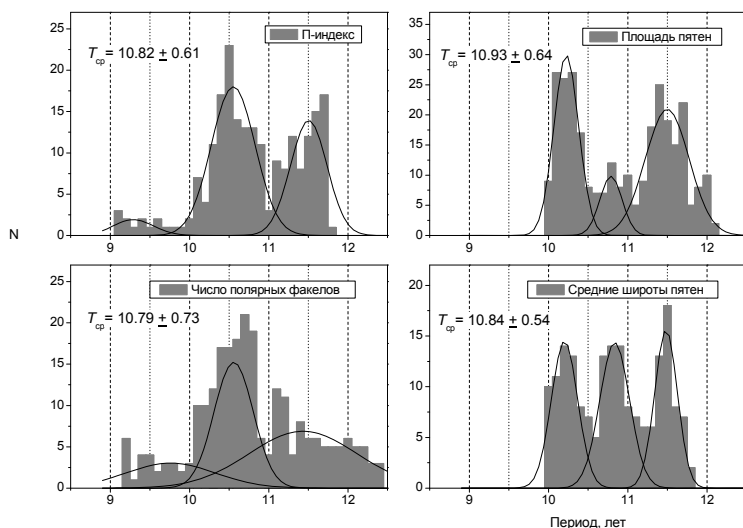


Рис. 11.19. Гистограммы встречаемости значений локальных периодов 11-летнего цикла для высокоширотного (слева) и низкоширотного (справа) компонентов общего магнитного поля Солнца (серые области), их аппроксимация наиболее вероятными гауссианами (линии), а также значения средних по распределению периодов T_{cp} .

Несмотря на то, что средние по выборкам T_{cp} статистически неразличимы, распределения положений отдельных мод циклических изменений различны: основной моде у высокоширотных индексов $T \sim 10.5$ лет соответствует провал у низкоширотных, «окаймляемый» модами $T \sim 10.2$ и $T \sim 10.8$ лет. У низкоширотных индексов отсутствует короткая мода с $T \sim 9.5$ лет, немногочисленная, но заметная у высокоширотных. В то же время, у всех индексов присутствует длинная мода с $T \sim 11.5$ лет.

Эти результаты кажутся нам интересными в плане понимания, что такое 11-летняя цикличность, однако они требуют дальнейшего подтверждения.

11.8. Заключительные замечания

В этой главе мы рассмотрели некоторые ряды индексов солнечной активности, которые можно вывести из наблюдений. Рассмотренный период – последнее ~150 лет. Это опорный период для наших исследований солнечной активности и цикличности. Если мы хотим расширить наши знания на больший временной интервал, на нем мы можем рассчитывать только на прямые отрывочные наблюдения, на косвенные наблюдения и на математическое моделирование процесса солнечной цикличности. Этому посвящена следующая глава.

Глава 12. СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ НА 400-ЛЕТНЕЙ ВРЕМЕННОЙ ШКАЛЕ

12.1. Вводные замечания

В этой главе мы приступаем к описанию солнечной активности на более длинной, чем в предыдущей главе, временной шкале – 400 лет. Это время всей телескопической эпохи наблюдений Солнца. На этой шкале мы сталкиваемся с новыми физическими явлениями: Дальтоновским и Маундеровским минимумами СА. В то же время, надёжность и полнота наблюдений Солнца по мере углубления в прошлое уменьшаются, так что данные о XVII и XVIII веках сильно проигрывают последующим столетиям. Поэтому мы будем применять специальные подходы к имеющейся информации.

Ещё один аспект: в Главе 11 мы говорили главным образом о статистических индексах солнечной активности. Если же мы хотим говорить о её физическом описании, необходимо перевести наши знания в физический контекст.

Кроме СА, нас будет интересовать в этой главе и геомагнитная возмущённость, главным образом, aa-индекс Майо. Мы покажем, что совместное рассмотрение солнечных и геомагнитных индексов может помочь нам в решении как чисто солнечных, так и геофизических задач.

Все это и составило цели Главы 12.

12.2. Суммарная площадь и магнитный поток солнечных пятен

12.2.1. Связь основных индексов солнечной активности и суммарная площадь солнечных пятен

В работах (Наговицын, 2005, 2007; Nagovitsyn et al., 2016) сконструированы новые 400-летние ряды индекса суммарной площади солнечных пятен. В этом разделе содержится описание проделанных процедур.

После опубликования работы (Hoyt and Schatten, 1998), в которой путём ре-визии исторических наблюдений выведен новый продолжительный (с 1610 г. до наших дней) ряд индекса числа групп пятен $GSN(t)$, в среде гелиофизиков обсуждаются вопросы, так или иначе связанные с надёжностью этого ряда, сравнением его с традиционным рядом чисел Вольфа $R(t)$ и даже возможностью заме-

ны «старого» индекса «новым» (Hathaway et al., 2002; Usoskin and Mursula, 2003; Usoskin and Kovaltsov, 2004).

В то же время, очевидно, что и числа Вольфа, и числа групп пятен являются с физической точки зрения мало обоснованными индексами. Было бы желательно вместо них при описании вариаций магнитного поля Солнца располагать столь же длинными рядами физически более очевидных характеристик.

Индекс, в значительной мере удовлетворяющий этому требованию, имеется: это суммарная по диску Солнца площадь пятен $A(t)$, связанная с полным (абсолютным) магнитным потоком пятенной составляющей активности. Действительно, принимая приближение для потока в Мкс отдельного пятна в виде (Аллен, 1977)

$$\Phi_j = 0.39 B_{j0} \pi r_j^2 = 1.21 \times 10^{16} B_{j0} A_j,$$

где B_{j0} – напряженность магнитного поля в центре пятна в Гс, r_j – эффективный радиус полутени пятна в см, A_j – площадь пятна в миллионных долях полусферы м.д.п. (обычная единица измерения площадей при наблюдениях), или по английски – mvh , и, соответственно, полного абсолютного пятенного магнитного потока как

$$\Phi_\Sigma = \sum |\Phi_j| = 1.21 \times 10^{16} \sum |B_{j0}| A_j,$$

замечаем, что изменения центральных напряжённостей магнитного поля от пятна к пятну гораздо меньше сопутствующих изменений площадей (так, по Аллену (1977)), при увеличении S в 400 раз B_0 возрастает в среднем лишь в 4 раза). На этом основании мы можем вынести из-под знака суммы среднее значение B_0 и считать

$$\Phi_\Sigma(t)[Mx] = 2.49 \times 10^{19} \sum A_j(t) = 2.49 \times 10^{19} A(t)[mvh]. \quad (12.1)$$

Здесь мы приняли за среднее значение $B_0 = 2050$ Гс, полученное на основе Объединенной пулковской базы данных магнитных полей пятен (1957–1997 гг.) <http://www.gao.spb.ru/database/mfbase>. Таким образом, из наблюдений изменений индекса суммарных площадей пятен мы можем получить оценку соответствующих изменений полного пятенного магнитного потока.

К сожалению, наиболее часто употребляемый на практике гринвичский ряд $S(t)$ по своей продолжительности (1874–1976 гг.) не может конкурировать с рядами Вольфа и Хойта-Шаттена: он короче них в 3 и 4 раза, соответственно.

Напомним определение индекса чисел Вольфа или относительных чисел пятен

$$R = k \cdot (10G + f), \quad (12.2)$$

где G – число групп пятен, f – число всех пятен, k – коэффициент приведения системы наблюдений к стандартной, заметим, что R , несмотря на кажущуюся простоту подсчёта, достаточно «коварен» с точки зрения сохранения однородности системы. Так, в разделе 11.2 сообщалось, что М.Н. Гневашев и др. (1985) показали, что среди рассмотренных ими 15 станций мировой Службы Солнца в избранный 20-летний промежуток только Кисловодская горная астрономическая станция ГАО сохраняла взаимную однородность с опорным цюрихским рядом. Наблюдения других станций были признаны в той или иной степени неудовлетворительными, что, по-видимому, явилось следствием различия оптических параметров инструментов и деталей методики подсчёта, недостаточно большого числа солнечных дней, субъективных причин, связанных с наблюдениями.

Что же касается долговременной внутренней однородности самого цюрихского ряда, то здесь надо отметить следующее. Значения чисел Вольфа до 1749 года не могут быть признаны вполне надёжными, поскольку они восстанавливались Вольфом (и, частично, позже Вальдмайером) по весьма отрывочным данным, так что с 1700 по 1749 гг. мы располагаем только среднегодовыми оценками этого показателя.

Замечание о недостаточной надёжности R в значительной степени относится и к среднемесячным данным с 1749 по 1825 гг., поскольку только в 1826 г. Швабе стал вести действительно регулярные (порядка 200–270 дней в году) наблюдения солнечных пятен.

1848 год – начало систематических наблюдений солнечной активности Вольфом, и с этого момента можно говорить о достаточно надёжных суточных и, соответственно, среднемесячных и среднегодовых значениях $R(t)$.

В 1874 г. после почти десятилетних фотографических наблюдений в Кью (De La Rue et al., 1870) Королевская Гринвичская обсерватория стала производить (тоже фотографические) наблюдения Солнца с определением целого ряда параметров пятенной активности, в том числе числа групп $G(t)$ и площадей пятен.

Признавая профессиональный характер наблюдений R , начиная с 1848 г., напомним, тем не менее, следующие обстоятельства. Вольфер, сменивший Вольфа в качестве основного наблюдателя пятенной активности, изменил способ подсчёта относительных чисел пятен (!). Вольфом не учитывались отдельно стоящие уединённые поры как группы, а его способ подсчёта мелких пятен в сложных группах вообще не вполне ясен (Витинский и др., 1986а). Вольфер с 1894 г.

стал приписывать пятнам разной площади веса от 1 до 5, а отдельные поры в его методике стали полноценными группами (т.е. стали давать вклад $R = 11$). Чтобы скорректировать подобное изменение системы, Вольфер умножал получаемые им числа на $k = 0.6$ (см. Гл. 11.2).

Подобная методика подсчёта сохранилась и при Бруннере, сменившем Вольфера. В то же время, следующий основной наблюдатель, Вальдмайер, опять изменил способ вычисления R . Он стал учитывать введенный цюрихский класс группы (Витинский и др., 1986а). Кроме того, Вальдмайер начал вместо одного наблюдения в день производить несколько, что увеличило вклад групп-однодневок и также не могло не сказаться на системе чисел Вольфа.

В 1980 году служба чисел Вольфа была перенесена из Цюриха в Брюссель. Последствия этого также не замедлили сказаться (см. (Гневышев и др., 1986)).

Таким образом, критика цюрихского – международного ряда чисел Вольфа имеет под собой некоторые основания.

К 1998 году Д. Хойтом и К. Шаттенем была проделана гигантская архивная работа по созданию нового временного ряда индекса относительного числа групп солнечных пятен $GSN(t)$ (Hoyt and Schatten, 1992a,b,c, 1994, 1995a,b,c,d, 1996), завершившаяся обобщающими публикациями (Hoyt and Schatten, 1998a,b). В частности, этот ряд включает в себя беспрецедентные по регулярности для XVII века наблюдения Солнца французской школы (главным образом, Пикара и Ла Гира) во время Маундеровского минимума, не использованные Вольфом при конструировании ряда $R(t)$. Сам индекс GSN не нов: число групп G приводилось в Гринвичских каталогах, Хойт и Шаттен только снабдили его множителем 12.08, относящим GSN к шкале Вольфа:

$$GSN = 12.08G . \quad (12.3)$$

Долговременный ход ряда $GSN(t)$ имеет отличие от аналогичного для $R(t)$, давая выраженную тенденцию на уменьшение с продвижением в прошлое. Это вызвало критику $GSN(t)$ некоторыми исследователями, смысл которой можно формализовать следующим образом.

Работы Хойта-Шаттена и Вольфа разделяют почти 100 лет. Полезную историческую информацию I можно представить как опубликованную I_r (тиражные научные журналы, монографии и т.п.) и чисто архивную I_a (неопубликованные журналы наблюдений, отчеты, списки и т.п.). Если I_r достаточно хорошо сохраняется со временем, и можно положить

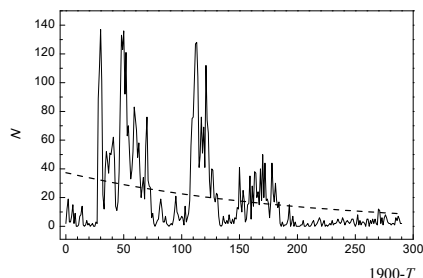
$$\frac{\partial I_r}{\partial t} \approx 0,$$

то второй тип информации подвержен временному рассеиванию (потерям из рассмотрения):

$$\frac{\partial I_a}{\partial t} = -\gamma I_a,$$

где γ – декремент рассеивания (лишь в первом приближении постоянный). Оценить величину этого эффекта можно, например, по ряду полярных сияний Л. Крживского (Křivský, 1984), составленному в значительной степени на основе информации типа I_a .

Рис. 12.1. Потери информации со временем: число сообщений о полярных сияниях N в зависимости от времени: по оси абсцисс – число лет в прошлое до 1900 года.



Вычисления дают величину $\gamma = 0.005 \text{ год}^{-1}$ и соответствующее «время полураспада» информации $T_{1/2} = 140$ лет (см. рис. 12.1). Это время сравнимо с интервалом между работой Вольфа по компиляции доцюрихских наблюдений (начало 90-х годов XIX века) и Хойта-Шаттена (середина-конец 90-х годов XX века), так что можно заключить, что часть информации о наблюдениях пятен, использованной Вольфом (а это, согласно Б.М. Рубашёву (1964), были, главным образом, неопубликованные данные), могла не войти в ряд $GSN(t)$. Этим обстоятельством, в частности, может быть обусловлен тот факт, что, по исследованиям (Nathaway et al., 2002), ряд стандартных «правил» солнечной активности в большей степени проявлены как раз для чисел Вольфа, а не для относительных чисел групп пятен.

Таким образом, выше были указаны недостатки и ряда $R(t)$, и ряда $GSN(t)$. Как нам представляется, проблемы выбора между этими рядами, формулируемой рядом исследователей, всё же не существует. По нашему мнению, $R(t)$ и $GSN(t)$ являются просто физически разными индексами, хотя, может быть, и представленными несколько различными (с фиксированной точки зрения) по ка-

честву временными рядами. Действительно, рассмотрим временной ход разности $\Delta(t) = R(t) - GSN(t)$ (рис. 12.2). Мы видим, что $\Delta(t)$ зависит от фазы 11-летнего цикла (в максимумах эта величина максимальна, в особенности это заметно для мощных циклов), повторяет фазовый ход вековых циклов и в то же время имеет противоположную тенденцию с длинной (более 300 лет) вариацией активности. Таким образом, мы должны констатировать невозможность простой глобальной линейной связи $R(t)$ и $GSN(t)$.

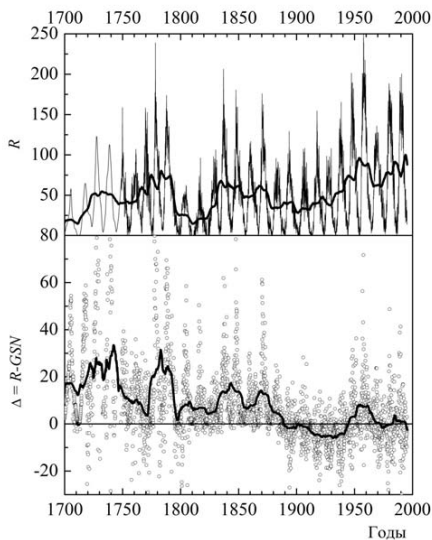


Рис. 12.2. Различия поведения чисел Вольфа R и индекса Хойта-Шаттена GSN : верхняя панель – R и их сглаженные за 132 месяца значения; нижняя панель – временной ход разности между R и GSN и соответствующие сглаженные значения.

Это заключение становится понятным, если вспомнить, что согласно ряду работ 60–70-х годов прошлого века (Витинский и др., 1986а) основные индексы пятенной активности – площади пятен, числа Вольфа, числа групп пятен – с точностью до некоторых предположений достаточно общего характера с учётом (12.2) и (12.3) могут быть представлены в форме

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1}{m} f_0 T_0^2 \\
 R &= k f_0 T_0 10 + M \\
 GSN &= 12.08 k f_0 T_0 \\
 M &= \int_0^{\infty} TF(T) \overline{M}(T) dT,
 \end{aligned} \tag{12.4}$$

где $T_0(t)$ и $f_0(t)$ – так называемые «первичные» индексы, отражающие такие физические характеристики процесса пятнообразования, как мощность и частота, соответственно. Здесь нами учтено, что множитель 12.08 из (12.3) корректирует коэффициент k в (12.2) к единице. Индекс $M(t)$ – полное число отдельных пятен в группах, $\overline{M}(T)$ – среднее число пятен группе в зависимости от её продолжительности жизни T , $F(T)$ – функция плотности распределения групп пятен по их продолжительности жизни. Вычисления $F(T)$ с помощью методики М.Н. Гневышева (1938) по материалам гринвичских каталогов было выполнено Т. Рингнесом (Ringnes, 1964). Ю.И. Витинский с соавторами (Витинский и др., 1986а) принимают на основе этих вычислений следующий вид данной функции:

$$F(T) = \lambda e^{-\lambda T}, \quad T_0 = \lambda^{-1}. \quad (12.5)$$

Как мы видим, с точки зрения подхода первичных индексов (12.4) трудно представить себе логически оправданное соотношение, связывающее основные индексы попарно: $R = aGSN + b$ или, например, $A = aR + b$, $A = aGSN + b$. Поэтому, как мы уже говорили, работа (Vaquero et al., 2004), в которой использовались две последние зависимости для составления продлённого однородного ряда площадей пятен на основе гринвичских и догринвичских наблюдений, вряд ли достигла своей основной цели.

М. Копецкий (Korecky, 1983) и Ю.И. Витинский с соавторами (Витинский и др., 1986а) для нахождения выражения для чисел Вольфа в (12.4) делают предположение

$$\overline{M}(T) \sim T. \quad (12.6)$$

В этом случае получаем

$$R = 10kf_0^2 T_0 + mf_0 T_0^2. \quad (12.7)$$

Однако, более поздние исследования (Kuklin and Korecky, 1988), выполненные на основе гринвичских каталогов (т.е. по надёжным наблюдательным данным), показали, что уравнение (12.7) не выполняется на практике: статистические оценки коэффициента m приводят к его значимо отрицательной величине, а это невозможно, поскольку смысл второго слагаемого в (12.7) – число наблюдаемых пятен. Это заставило авторов упомянутой работы для нахождения взаимосвязей между индексами искать эмпирические статистические соотношения, вообще говоря, никак не вытекающие из теории, приведшей к системе (12.4).

Для разрешения противоречия Ю.А. Наговицын (2005) предположил, что зависимость среднего числа пятен в группе от её продолжительности жизни более сильная, чем (12.6), а именно:

$$\overline{M}(T) \sim T^2. \quad (12.8)$$

В этом случае выражение для чисел Вольфа через первичные индексы с учетом (12.4) приобретает вид:

$$R = 10kf_0T_0 + m_1f_0T_0^3. \quad (12.9)$$

Заметим, что в работе (Кореску, 1983) для обоснования предположения (12.6) приведены некоторые экспериментальные данные на основе гринвичского каталога (суммарные по 11-летним циклам величины индексов) и статистически получена их непротиворечивость виду (12.6). Оказывается, что (12.8) даже лучше соответствует наблюдениям, чем (12.6), хотя различие в данном случае оказывается статистически незначимым. Может быть, именно это обстоятельство и заставило М. Копецкого остановиться на «более простой» линейной форме зависимости $\overline{M}(T)$ от T .

Что же касается системы (12.4), то с учётом (12.5) и (12.8), исключая f_0 и T_0 , из неё можно получить соотношение, связывающее площади пятен с R и GSN :

$$A^2(t) = aR(t)GSN(t) - bGSN^2(t), \quad (12.10)$$

так что из наблюдательных рядов чисел Вольфа и относительных чисел групп может быть получен продлённый ряд требуемого согласно цели этой статьи физически корректного индекса площадей пятен. Для этого по среднегодовым значениям найдем значения коэффициентов в формуле (12.10) по МНК на всём временном интервале существования оригинального гринвичского ряда 1874–1976 гг. Получаем

$$\begin{cases} a = 539 \pm 60 \\ b = 276 \pm 61 \end{cases}. \quad (12.11)$$

Как мы видим, коэффициенты значимо отличаются от нуля; полученный коэффициент корреляции $\rho = 0.989$.

Для независимой проверки надёжности полученных значений и правомерности формулы (12.10) используем реконструкцию ряда площадей на интервале 1821–1873 гг. (разд. 11.3) $A_L(t)$, полученную на основе наблюдений Швабе, Керрингтона и Деларю. Сравнивая таким образом $A_L(t)$ и площади, полученные по формуле (12.10) со значениями a и b (12.11), находим, что коэффициент корре-

ляции $\rho = 0.994$ (рис. 12.3), т.е. процедура выдерживает проверку. Используем поэтому для нахождения коэффициентов в (12.10) весь интервал 1821–1994 и, получив

$$\begin{cases} a = 582 \pm 34 \\ b = 319 \pm 36 \end{cases} \quad (12.12)$$

с коэффициентом корреляции $\rho = 0.990$, построим ряд среднегодовых площадей пятен $A_{SIM}(t)$ на интервале 1610–1994 гг. (рис. 12.4). Правая ось ординат на этом рисунке шкалирует полученный ряд к значениям полного абсолютного пятенного магнитного потока согласно (12.1).

Рис. 12.3. Сравнение вычисленных по (12.10) суммарных площадей пятен A_{SIM} с наблюдаемыми A_{OBS} .

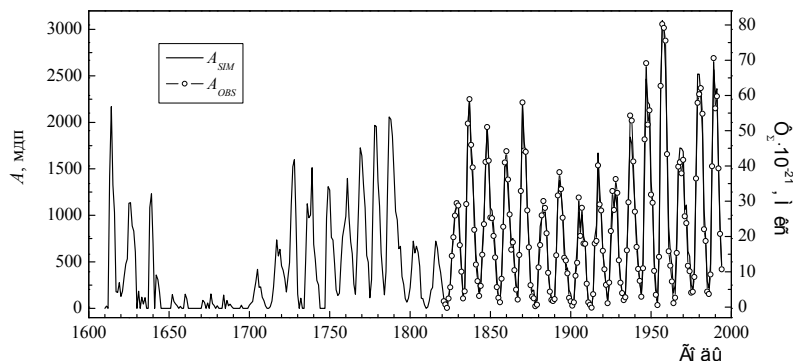
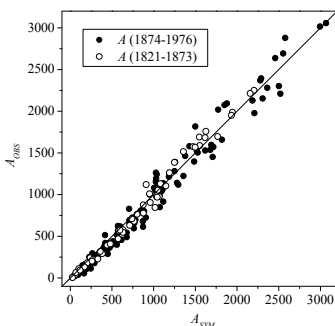


Рис. 12.4. Сравнение ряда вычисленных по (12.10) среднегодовых суммарных площадей пятен $A_{SIM}(t)$ с рядом наблюдаемых площадей $A_{OBS}(t)$ и соответствующий суммарный пятенный магнитный поток Φ_{Σ} .

Отметим, что поскольку цюрихский ряд чисел Вольфа начинается только с 1700 года, для интервала 1610–1699 гг. были применены модельные значения $R(t)$ по версии Ю.А. Наговицына (1997а), построенной на основе подхода нелинейных колебаний. Как было показано в работе (Miletsky et al., 2004), поведение этого ряда достаточно хорошо согласуется с данными, полученными по другим источникам. Максимальные значения R для периода Маундеровского минимума в этой версии взяты также из монографии (Schove, 1983b). Они могут быть несколько завышены (Usoskin et al., 2004), и поэтому значения площадей пятен на рис. 12.4 для периода второй половины XVII века представляют собой только оценку этого индекса. К значениям $A(t)$ до 1700 года мы вернёмся в следующем разделе.

Кроме среднегодовых значений, по формуле (12.10) были рассчитаны и среднемесячные площади пятен, начиная с 1749 года. Результаты приведены на рис. 12.5. Коэффициент корреляции с реальными наблюдениями несколько меньше, чем в случае среднегодовых $A(t)$, но он также не низок – 0.951.

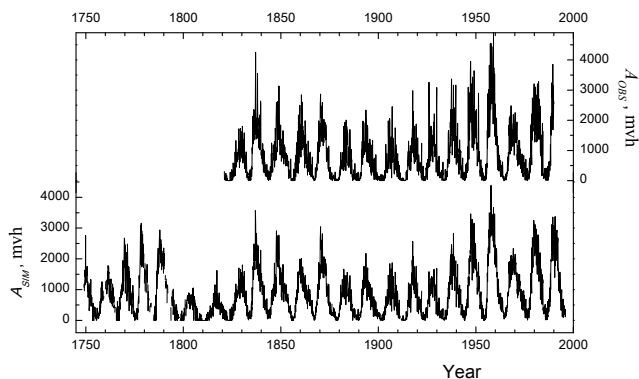


Рис. 12.5. Сравнение ряда вычисленных по (12.10) среднемесячных суммарных площадей пятен $A_{SIM}(t)$ с рядом наблюдаемых площадей $A_{OBS}(t)$.

Таким образом, выше было показано, что число Вольфа R и относительное число групп пятен GSN представляют собой физически различающиеся индексы солнечной активности, и их сравнение между собой «в линейном смысле» неправомерно.

Таблица 12.1. Значения суммарной площади пятен и суммарного пятенного магнитного потока для 1611–1820 гг.

Год	<i>A</i> , м.д.п.	$\Phi, 10^{21}$ мкс	Год	<i>A</i> , м.д.п.	$\Phi, 10^{21}$ мкс	Год	<i>A</i> , м.д.п.	$\Phi, 10^{21}$ мкс
1611	24	0.6	1681	0	0	1751	763	19
1612	583	14.52	1682	0	0	1752	734	18.28
1613	1419	35.33	1683	0	0	1753	486	12.1
1614	2169	54.01	1684	143	3.56	1754	198	4.93
1615	1328	33.07	1685	0	0	1755	139	3.46
1616	1035	25.77	1686	85	2.12	1756	163	4.06
1617	177	4.41	1687	28	0.7	1757	494	12.3
1618	170	4.23	1688	45	1.12	1758	769	19.15
1619	277	6.9	1689	19	0.47	1759	879	21.89
1620	128	3.19	1690	0	0	1760	989	24.63
1621	184	4.58	1691	0	0	1761	1397	34.79
1622	334	8.32	1692	0	0	1762	982	24.45
1623	474	11.8	1693	0	0	1763	717	17.85
1624	533	13.27	1694	0	0	1764	586	14.59
1625	1131	28.16	1695	33	0.82	1765	261	6.5
1626	1137	28.31	1696	0	0	1766	150	3.74
1627	886	22.06	1697	0	0	1767	615	15.31
1628	832	20.72	1698	0	0	1768	1125	28.01
1629	605	15.06	1699	0	0	1769	1726	42.98
1630	0	0	1700	33	0.82	1770	1640	40.84
1631	184	4.58	1701	56	1.39	1771	1321	32.89
1632	0	0	1702	74	1.84	1772	1080	26.89
1633	120	2.99	1703	184	4.58	1773	567	14.12
1634	45	1.12	1704	284	7.07	1774	496	12.35
1635	114	2.84	1705	420	10.46	1775	113	2.81
1636	0	0	1706	225	5.6	1776	307	7.64
1637	0	0	1707	230	5.73	1777	1219	30.35
1638	1084	26.99	1708	119	2.96	1778	1968	49
1639	1233	30.7	1709	81	2.02	1779	1956	48.7
1640	692	17.23	1710	25	0.62	1780	1367	34.04
1641	0	0	1711	0	0	1781	1100	27.39
1642	358	8.91	1712	0	0	1782	595	14.82
1643	308	7.67	1713	18	0.45	1783	370	9.21
1644	178	4.43	1714	78	1.94	1784	145	3.61
1645	0	0	1715	229	5.7	1785	393	9.79
1646	0	0	1716	472	11.75	1786	1290	32.12
1647	0	0	1717	736	18.33	1787	2059	51.27

1648	0	0	1718	563	14.02	1788	2032	50.6
1649	0	0	1719	635	15.81	1789	1850	46.07
1650	0	0	1720	455	11.33	1790	1457	36.28
1651	0	0	1721	409	10.18	1791	1045	26.02
1652	148	3.69	1722	319	7.94	1792	951	23.68
1653	74	1.84	1723	175	4.36	1793	641	15.96
1654	48	1.2	1724	333	8.29	1794	667	16.61
1655	29	0.72	1725	491	12.23	1795	342	8.52
1656	22	0.55	1726	1110	27.64	1796	256	6.37
1657	22	0.55	1727	1523	37.92	1797	104	2.59
1658	0	0	1728	1599	39.82	1798	67	1.67
1659	0	0	1729	967	24.08	1799	108	2.69
1660	152	3.78	1730	152	3.78	1800	221	5.5
1661	102	2.54	1731	0	0	1801	439	10.93
1662	0	0	1732	109	2.71	1802	722	17.98
1663	0	0	1733	0	0	1803	594	14.79
1664	0	0	1734	0	0	1804	667	16.61
1665	0	0	1735	520	12.95	1805	601	14.96
1666	0	0	1736	1124	27.99	1806	450	11.21
1667	0	0	1737	973	24.23	1807	108	2.69
1668	0	0	1738	1003	24.97	1808	103	2.56
1669	0	0	1739	1512	37.65	1809	36	0.9
1670	0	0	1740	689	17.16	1810	0	0
1671	85	2.12	1741	528	13.15	1811	15	0.37
1672	64	1.59	1742	301	7.49	1812	81	2.02
1673	0	0	1743	252	6.27	1813	195	4.86
1674	58	1.44	1744	0	0	1814	223	5.55
1675	0	0	1745	0	0	1815	508	12.65
1676	154	3.83	1746	0	0	1816	722	17.98
1677	51	1.27	1747	0	0	1817	649	16.16
1678	30	0.75	1748	971	24.18	1818	484	12.05
1679	0	0	1749	1309	32.59	1819	387	9.64
1680	28	0.7	1750	1273	31.7	1820	247	6.15

На основе подхода так называемых «первичных» индексов из наблюдательных рядов $R(t)$ и $GSN(t)$ построены ряды суммарных площадей солнечных пятен и суммарного пятенного магнитного потока, начиная с 1610 г. для среднегодовых значений и начиная с 1749 года – для среднемесячных.

В конце раздела ещё раз обратим внимание на необходимость использования в практике гелиофизических исследований индексов солнечного магнитного поля, имеющих ясный физический смысл.

12.2.2. Циклы солнечной активности во время Маундеровского минимума

Поведение солнечной активности (СА) во время Маундеровского минимума во второй половине XVII века остаётся до сих пор во многом неясным. Это связано с ограниченным числом наблюдательных данных, дошедших до нас, и неопределённостью косвенных данных, которые используются для того, чтобы всё-таки понять основные характеристики вариаций магнитного поля Солнца на 400-летней (и более) временной шкале. Дополнительные трудности создает также проблема соотношения различных индексов, с помощью которых описывают СА: иногда полагают, что простые линейные связи между ними могут помочь составить общую картину или выбрать среди имеющихся индексов наиболее «подходящие».

К сожалению, при определении величин A (и Φ) для XVII века в разделе 12.2 мы использовали не наблюденные значения R (которых попросту нет), а модельные – по «нелинейной версии» (Наговицын, 1997а). На интервале Маундеровского минимума они были взяты из работы (Schove, 1983а) и, как представляется, могли быть несколько завышены для этой эпохи. Так что нам необходимо провести верификацию значений W и A для 1610–1699 гг., используя наблюденные значения GSN , и составить согласованные ряды индексов на этом интервале.

В разделе 10.3 описан так называемый DPS-метод реконструкции временного ряда одного индекса по другому, имеющему с ним общее фазовое пространство. Метод вытекает из подхода Такенса реконструкции псевдофазового пространства процесса по только одной «наблюдаемой» (т.е. по временному ряду) и, говоря кратко, сводится к построению авторегрессионных моделей вида

$$Y(t) = Y_0 + a_1 X(t + (n-1)\Delta/2) + a_2 X(t + (n-3)\Delta/2) + \dots \\ \dots + a_{n/2} X(t) + \dots + a_{n+1} X(t - (n-1)\Delta/2), \quad (12.13)$$

рассматриваемых как разложение по компонентам псевдофазового пространства размерности $n+1$, образованного ортогонализирующим лагом (сдвигом) Δ . В отличие от обычных авторегрессионных моделей и их модификаций (см., например, (Ивахненко и Юрачковский, 1987)) DPS-метод позволяет оценить необходимые значения n и Δ прямо из подхода Такенса.

Итак, для решения задачи, сформулированной в заглавии раздела, мы вначале построим DPS-реконструкцию поведения W во второй половине XVII века, взяв за основу только наблюдаемые значения GSN . В этом случае $\Delta = 3$ года, $n + 1 = 7$ (Наговицын, 2006). Чтобы определить параметры a_i в формуле (12.13), рассмотрим период с 1700 г. до наших дней, т.е. период, на котором существуют наблюдательные значения и R , и GSN . Далее, используя полученные (по GSN) значения R_{GSN} в формуле (12.10), найдём оценку значений A_{GSN} и сравним их с A_{NI} , полученными ранее с использованием «нелинейной версии» (Наговицын, 2005). Оказывается, что

$$A_{GSN} = (0.895 \pm 0.035)A_{NI}, \quad r = 0.950 \quad (12.14)$$

Отличие от единицы фактора в формуле (12.14) указывает на рассогласование, хоть и не очень большое, значений площади, полученных двумя разными методами. Для его устранения скорректируем данные Шоува по числу Вольфа R_{NI} в Маундеровском минимуме, вошедшие в «нелинейную версию», с помощью корректирующего коэффициента $R(t) = kR_{NI}(t)$, $k < 1$, т.е. найдем значение k , обеспечивающее единичный фактор в (12.14). Оказывается, если взять $k = 0.78$, получается соотношение

$$A_{GSN} = (1.009 \pm 0.043)A_{NI}. \quad (12.15)$$

Заметим, что такая коррекция влечёт за собой не слишком большое уменьшение значений суммарной площади пятен за 1646–1699 гг., приведённых в разделе 12.2.1, – в среднем на 12%.

Таким образом, мы получили согласованные ряды основных индексов R , GSN и A для Маундеровского минимума – они приведены на рис. 12.6. И теперь, имея в своем распоряжении 400-летние ряды индексов магнитной активности Солнца, мы можем приступить к её исследованию во время Маундеровского минимума.

Важной характеристикой циклических процессов типа СА являются локальные экстремумы отдельных циклов. В конце XIX века Вольф определил моменты экстремумов и амплитуды 11-летних циклов, начиная с цикла № –12 (1610 г.). Позже М. Вальдмайер (Waldmeier, 1960) произвёл верификацию полученных значений и опубликовал, в частности, эти моменты экстремумов с начала XVII века, т.е. со времени первых телескопических наблюдений Солнца, включая Маундеровский минимум. В настоящее время мы располагаем большим объемом данных, чем Вольф и Вальдмайер, поэтому задача определения экстре-

мумов 11-летних циклов в XVII века требует повторного решения, особенно в свете того, что ряд исследователей выразили сомнение в самом факте наличия солнечной цикличности во второй половине XVII века (Eddy, 1976; Frick et al., 1997). Впрочем, многие авторы придерживаются более традиционного взгляда на Маундеровский минимум (Hoyt and Schatten, 1998; Usoskin et al., 2000; Огурцов и др., 2003). Ими получены результаты, качественно подтверждающие картину Вольфа-Вальдмайера.

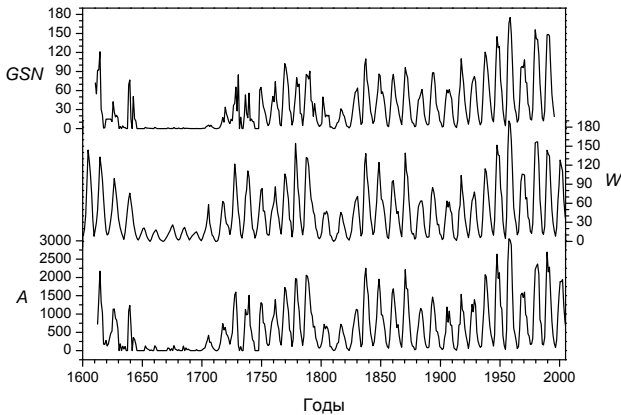


Рис. 12.6. Согласованные 400-летние версии рядов относительного числа групп пятен *GSN*, числа Вольфа *W* и суммарной площади пятен *A*.

Для нахождения моментов экстремумов циклов, имевших место до начала XVIII века, используем следующие данные: скорректированные выше ряды *R* и *S* (рис. 12.6), ряд Хойта-Шаттена *GSN* и погодичный ряд относительной концентрации радиоуглерода ^{14}C (Stuiver et al., 1998). Как и в работе (Наговицын, 2006), выберем индекс $A_{1/2} \equiv A^{1/2}$ в качестве опорного и составим DPS-реконструкции этого индекса в XVII веке по *R*, *GSN* и ^{14}C . Для строгости исследования, при построении моделей и поиске коэффициентов формулы (12.13) мы используем интервал после 1700 г., где есть сравнительно надёжные данные вне интересующей нас эпохи Маундеровского минимума. На рис. 12.7 приведены полученные реконструкции хода *CA* вблизи Маундеровского минимума (сглаженные по 3 точкам). Отметим, что DPS-реконструкция по ^{14}C соответствует в основных чертах MSR-версии с использованием индекса *GSN* (Nagovitsyn et al., 2004).

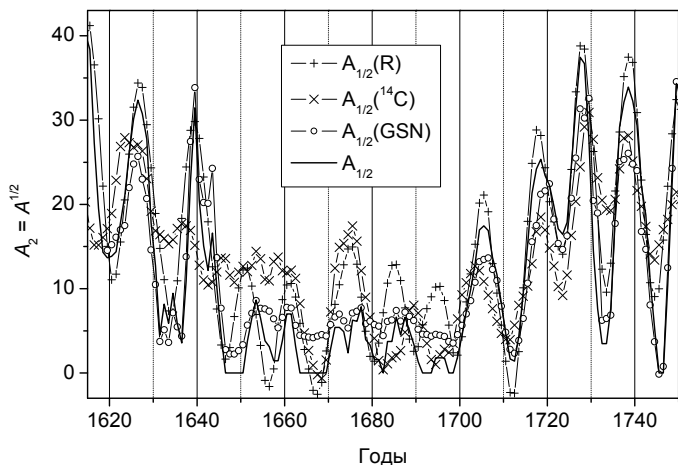


Рис. 12.7. DPS-версии индекса $A_{1/2}$ по рядам: числа Вольфа, радиоуглерода и относительного числа групп пятен. Сплошная линия – опорный ряд.

Обратим внимание, что реконструкция $A_{1/2}(R)$ для XVII века базируется на данных Шоува, полученных, главным образом, по полярным сияниям, $A_{1/2}(^{14}C)$ – на данных по концентрации радиоуглерода в кольцах деревьев, а $A_{1/2}(GSN)$ – на архивных данных о прямых наблюдениях солнечных пятен в прошлом. Таким образом, эти данные в достаточной степени независимы. Ряд $A_{1/2}$, опорный для DPS-реконструкций, получен с помощью подхода «первичных индексов» на основе рядов R и GSN по формуле (12.10), т.е. тоже базируется на сторонней процедуре. Построим теперь средневзвешенную реконструкцию хода СА в XVII веке (в терминах индекса $A_{1/2}$). В качестве весов для данного ряда выберем его обратные средние среднеквадратические отклонения от всех остальных рядов (оценка по опорному интервалу с начала XVIII века до наших дней). Значения квадратных корней из весов (стандарты, соответствующие средним среднеквадратическим отклонениям) для рядов составили: $A_{1/2}(R)$ – 5.0, $A_{1/2}(GSN)$ – 5.2, $A_{1/2}(^{14}C)$ – 7.8, $A_{1/2}$ – 6.3 (в единицах м.д.п.^{1/2}). Полученная средняя реконструкция $A_{1/2}(\Sigma)$ вместе с рядом $A_{1/2}$ и оценками Вольфа моментов экстремумов приведена на рис. 12.8.

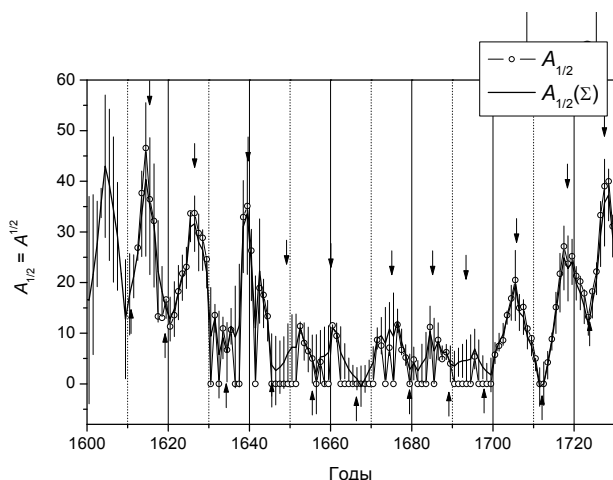


Рис. 12.8. Средневзвешенный ряд индекса $A_{1/2}$. Вертикальные линии – доверительные интервалы. Стрелками обозначены оценки местоположения экстремумов 11-летних циклов по Вольфу (Waldmeier, 1960).

Из рассмотрения рис. 12.8 можно сделать следующие выводы. Проведённая процедура получения средневзвешенного ряда приводит к более «гладкой» форме вариаций, чем исходный ряд S_2 , так что отдельные 11-летние циклы выражены более определенно. Моменты максимумов циклов, оцененные Вольфом в конце XIX века по отрывочным данным, как это ни удивительно, довольно неплохо соответствуют картине, полученной по новым и более обширным данным (заметные отклонения – 2–3 года – отмечаются лишь вблизи 1650 и 1695 гг.). У моментов минимумов отклонения больше, но и они не превышают 1–2 года. Добавим также, что полученный средний ряд в терминах индекса площади $A(t) \equiv A_{1/2}^2(t)$ коррелирует с полученным нами по формуле (12.10) с $r = 0.986$, т.е. ряды практически идентичны.

Наконец, перейдем к собственно поиску характеристик экстремумов отдельных циклов ряда площади $A(t)$. Составим его из двух частей: с 1700 г. по наше время – это ряд, полученный ранее (Наговицын, 2005), и XVII век – это средний ряд $A(\Sigma)$, построенный выше (он лучше обеспечен данными для этого времени). Сгладим $A(t)$ по 3 точкам, проведём через его экстремумы и две соседние точки параболу и определим по ней значения моментов максимумов T_M и

соответствующих максимальных A_M (аналогично – для минимумов: T_m и A_m). Как показало специальное исследование ряда числа Вольфа, такая процедура в сравнении с обычной, когда максимумы циклов определяются по сглаженным за 13 месяцев среднемесячным значениям, дает лишь небольшое отличие в определении эпох: $\Delta T_{extr} = 0.06 \pm 0.41$ года (сам факт отличия понятен, поскольку мы используем для поиска экстремумов больший временной интервал).

В таблице 12.2 приведены характеристики экстремумов 11-летних циклов в терминах индекса суммарной площади пятен. При необходимости значения A_m и A_M могут быть переведены в шкалу полного пятенного магнитного потока по формуле (12.1). Невязки между нашими данными T_M , T_m и данными других авторов составили

$$T_M(\text{Waldmeier, 1960}) - T_m = -0.9 \pm 1.5 \text{ года};$$

$$T_m(\text{Waldmeier, 1960}) - T_M = -0.9 \pm 1.1 \text{ года};$$

$$T_M(\text{Hoyt and Schatten, 1998}) - T_m = -0.3 \pm 0.5 \text{ года};$$

$$T_M(\text{Usoskin et al., 2000}) - T_m = +0.5 \pm 0.9 \text{ года};$$

$$T_M(\text{Mendoza, 1997}) - T_m = +0.7 \pm 1.0 \text{ года};$$

$$T_M(\text{Beer et al., 1998}) - T_m = +4.2 \pm 2.1 \text{ года}.$$

Отличие моментов экстремумов табл. 12.2 в 1700–2005 гг. от традиционных данных по среднемесячным значениям числа Вольфа (Аллен, 1977) составило 0.04 ± 0.49 года.

Последний вопрос, который хотелось бы рассмотреть в этом разделе: какие ряды солнечных индексов «правильнее» применять в исследованиях: обычные, с 11-летним циклом, или знакопеременные, с 22-летним циклом, называемые иногда «магнитными» из-за отражения ими закона Хэйла. Существуют ли, кроме понятных общеполитических аргументов, реальные свидетельства преимущества второго способа описания СА? Как оказалось, именно поведение СА в Маундеровском минимуме позволяет нам обнаружить такое свидетельство.

С помощью вейвлета Морле сделаем вейвлет-преобразование (Grosmann and Morlet, 1984) обычного ряда S_2 и вычертим скелетоны, отметив положения его максимумов – см. квадраты на верхней панели рис. 12.9. На этот же рисунок нанесём кружками продолжительности циклов, определённые как разности моментов соседних однотипных экстремумов. Как видно, вблизи Маундеровского минимума происходит конкуренция двух типов циклов: коротких (с периодами $P = 8-9$ лет) и длинных (с $P = 14-17$ лет), что в терминах вейвлет-картины мож-

Таблица 12.2. Характеристики экстремумов (моментов T и амплитуд S) для минимумов и максимумов 11-летних циклов в цюрихской нумерации.

№	T_m	T_M	A_m	A_M	№	T_m	T_M	A_m	A_M	№	T_m	T_M	A_m	A_M
	(1588.5)	–				1733.2	22				1878.3	46		
-14	(1594.6)	–			-1	1739.1	1203			12	1883.7	1100		
	(1599.9)	–				1746.0	0				1889.2	77		
-13	(1604.8)	(1650)			0	1749.9	1247			13	1893.7	1363		
	1609.8	(260)				1755.5	160				1901.2	45		
-12	1614.5	1771			1	1761.4	1192			14	1906.5	957		
	1620.5	179				1766.1	260				1912.8	32		
-11	1626.4	1074			2	1770.1	1603			15	1917.9	1260		
	1633.3	71				1775.4	256				1923.3	154		
-10	1639.3	1068			3	1779.1	1846			16	1928.3	1274		
	1647.0	0				1784.3	252				1933.3	111		
-9	1652.6	92			4	1788.4	1995			17	1938.2	1943		
	1656.6	15				1798.5	86				1944.1	200		
-8	1660.9	99			5	1803.7	645			18	1947.9	2314		
	1667.3	1				1810.7	12				1954.0	143		
-7	1676.1	119			6	1816.9	663			19	1958.2	3011		
	1681.1	11				1823	30				1964.6	127		
-6	1684.9	71			7	1829.6	1091			20	1969.0	1554		
	1690.7	14				1833.5	198				1976.0	177		
-5	1695.4	35			8	1837.5	2061			21	1981.0	2325		
	1698.6	6				1843.5	200				1986.2	190		
-4	1705.4	338			9	1848.5	1766			22	1990.2	2337		
	1712.1	2				1855.9	114				1996.2	149		
-3	1718.0	645			10	1860.4	1585			23	2001.4	1900		
	1723.4	250				1866.9	205							
-2	1728.0	1480			11	1871.0	1903							

но назвать *неоднозначностью основного периода цикличности в 1650–1700 гг.* Оказалось, что ситуацию можно исправить с помощью учёта знака магнитного поля Солнца, присваивая значениям индекса СА знак «+» или «–» в зависимости от чётности номера цикла. Эта процедура была названа Куклиным «альтернированием» и применялась в работах (Bracewell, 1985; Наговицын, 1997а) и целом ряде других. На нижней панели рис. 12.9 представлено поведение продолжительности цикла (в данном случае, естественно, 22-летнего) для альтернированного ряда индекса $A_{1/2}$. Совершенно очевидно, что имевшаяся *неоднозначность основного периода цикличности в Маундеровском минимуме* исчезает: период

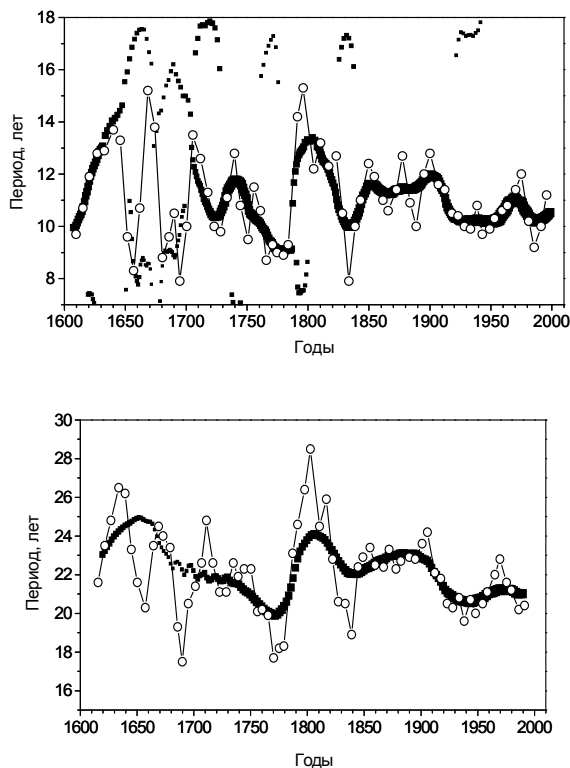


Рис. 12.9. Изменение продолжительности основного периода цикличности для ряда S_2 (верхняя панель) и для него же в знакопеременном («магнитном») варианте (нижняя панель). Черные квадраты – скелетоны вейвлет-преобразования (размер пропорционален соответствующей амплитуде), кружки – оценки продолжительности циклов как разности между моментами соседних однотипных экстремумов.

22-летних цугов меняется плавно, и каждому циклу соответствует вполне определённая характеристика – его продолжительность. Таким образом, в исследованиях солнечной цикличности разумнее использовать знакопеременные («магнитные») ряды индексов, полученные альтернированием рядов (с использованием табл. 12.2), рассмотренных в данной работе. К сожалению, это возможно лишь для последних 400 лет. Для более длительных интервалов имеющиеся данные (кроме модели Наговицына, 1997а) не позволяют альтернировать ряды достаточно корректно.

Таким образом, солнечная цикличность в Маундеровском минимуме, очевидно, не прекращалась, а лишь сильно уменьшилась по амплитуде. Тот факт, что адекватное описание цикличности СА в эту эпоху требует учёта знака магнитного поля циклов в соответствии с законом Хэйла, вместе с правилом Гневышева-Оля, указывающим на связь чётных и нечётных циклов, свидетельствует о том, что основным циклом СА является именно 22-летний цикл.

12.2.3. Площадь и магнитный поток солнечных пятен на 400-летней шкале: версия 2.0.

Ещё раз напомним, что в 2015 году на XXIX Генеральной ассамблее МАС в Гонолулу были представлены новые версии рядов основных индексов солнечной активности – относительного числа солнечных пятен (числа Вольфа, будем обозначать их в этом разделе как SN_2) и числа групп пятен GN_2 , полученные в результате использования расширенных архивных данных и применения новых подходов к обработке данных наблюдений (Clette et al., 2014; Svalgaard and Schatten, 2016). Предыдущая, первая, версия SN_1 , активно использовалась различными авторами и является основной в данной монографии. Второй ряд в первой версии GN_1 был предложен 20 лет назад (Hoyt and Schatten, 1998) и представлял собой нормированное на среднее число Вольфа число групп пятен. Он также неоднократно использовался, в частности, при составлении длительных реконструкций солнечной активности по космогенным изотопам в работах (Solanki et al., 2004; Usoskin et al., 2014) и других.

Как мы уже отмечали, основной недостаток как ряда относительных чисел пятен, так и ряда групп пятен состоит в том, что они являются статистическими, а не физическими величинами. Наговицын и др. (2016) построили «комплементарный» к SN_2 и GN_2 ряд, который выражал бы собой физическую величину – абсолютный пятенный магнитный поток.

Вначале составим удлинённую реконструкцию относительных чисел пятен, поскольку ряд SN_2 начинается только в 1700 году, а не в 1610, как GN_2 . В разделе 10.3 описаны два подхода к реконструкциям, предполагающим, что описываемую физическую систему можно считать динамической: основанный на вейвлет-преобразовании MSR и основанный на разложении по псевдофазовому пространству Такенса DPS.

В применении к реконструкции SN_2 по GN_2 методом MSR был получен результат, приведённый на рис. 12.10 (а), а методом DPS – результат, приведённый

на рис. 12.10 (b). На рис. 12.10 приведён также оригинальный ряд SN_2 (c) и усреднённый (ряд SN_2 взят с двойным весом) (d).

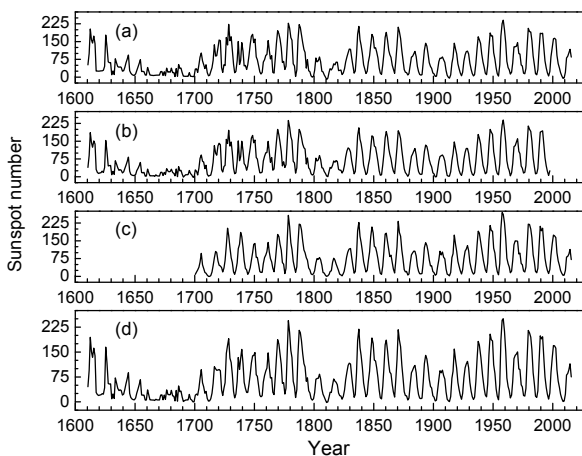


Рис. 12.10. Среднегодовое относительное число солнечных пятен SN_2 : (a) полученное из GN_2 методом MSR; (b) полученное из GN_2 методом DPS; (c) оригинальный ряд SN_2 ; (d) средний ряд.

Далее, заметим, что основным наиболее длительным наблюдательным рядом площадей солнечных пятен $A(t)$ является гринвичский ряд RGO, 1874–1976 гг. Официальное его продолжение USAF/NOAA – SOON <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>. Было предложено (Balmaceda, et al., 2009) продолжить гринвичский ряд суммарных площадей солнечных пятен в 1977–1985 гг. «русским» рядом, а начиная с 1986 г. – SOON. «Русский» ряд – это ряд ГАС ГАО, или KMAS (как он часто обозначается в зарубежных работах), публикующийся в бюллетене «Солнечные данные» <http://www.gao.spb.ru/english/database/sd/index.htm> и созданный на основе кислотных наблюдений, лакуны которых заполнялись до 1991 г. наблюдениями других станций Службы Солнца СССР (но обработанными на ГАС). После 1992 г. ряд представлен только оригинальными наблюдениями ГАС <http://www.solarstation.ru/archive>. Вследствие экстремально большого числа солнечных дней (в среднем 330 в году) и, соответственно, наблюдений на ГАС среднемесячные значения индексов солнечной активности (в среднем не более 3 лакун в месяц) определяются надёжно. Рассмотрим среднемесячные значения суммарных площадей пятен для нескольких рядов: RGO (1874–1976 гг.), KMAS

(1958–2015 гг.), SOON (1977–2015 гг.). Добавим к ним также ряд PCSA (1932–1991 гг.) – это ряд «Каталога солнечной активности» Р.С. Гневашевой (его электронная версия представлена на сайте http://www.gao.spb.ru/database/csa/main_e.html), составленный так же на основе наблюдений обсерваторий Службы Солнца СССР, как и KMAS, но с усреднением данных обсерваторий (см. рис. 12.11).

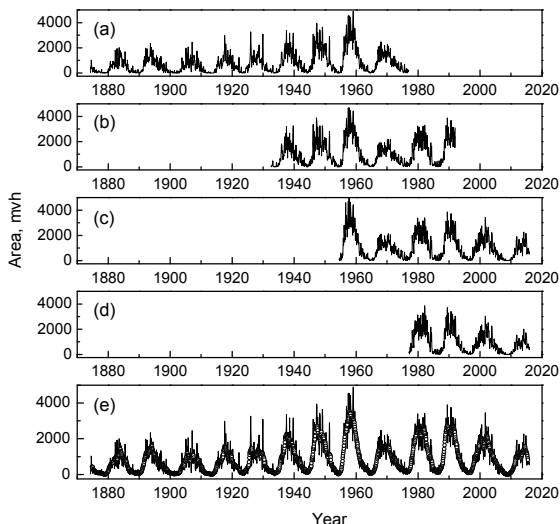


Рис. 12.11. Ряды среднемесячных значений суммарной площади пятен: (a) RGO; (b) PCSA; (c) KMAS; (d) SOON; (e) RGO (до 1976 г.) и KMAS (после 1976 г.) с масштабирующим коэффициентом 1.0094, кружки – значения, сглаженные за 13 точек.

На рис. 12.12 показано сопоставление рядов RGO, PCSA и KMAS в форме $SET_i = b \cdot SET_j$; кроме графиков, приведены коэффициенты наклона b , коэффициенты корреляции k и число среднемесячных значений n , принимавших участие в оценке. Коэффициенты b с точностью до 1–1.5% совпадают с единицей, коэффициенты корреляции высоки – 0.992, что говорит о близости систем измерений PCSA и KMAS к RGO.

В то же время, если сравнить ряд SOON с PCSA и KMAS, на интервалах, начиная с 1986 г. (рис. 12.12d,e), появляется значимая нелинейность: коэффициент c при квадратичном члене в аппроксимации $SET_i = b \cdot SET_j + c \cdot SET_j^2$ значимо отличается от нуля на уровне 5.6σ для сравнения SOON с PCSA и 15.5σ с KMAS. Коэффициенты b значимо отличаются от единицы на уровне 37σ и 100σ , соот-

ответственно. Поэтому для продолжения гринвичского ряда среднемесячных значений площадей пятен после 1986 г. предпочтительно использовать не ряд SOON, как предлагалось в работе (Balmaceda, et al., 2009), а ряд KMAS (PCSA закончился в 1991 г.) с малым корректировочным множителем 1.0094.

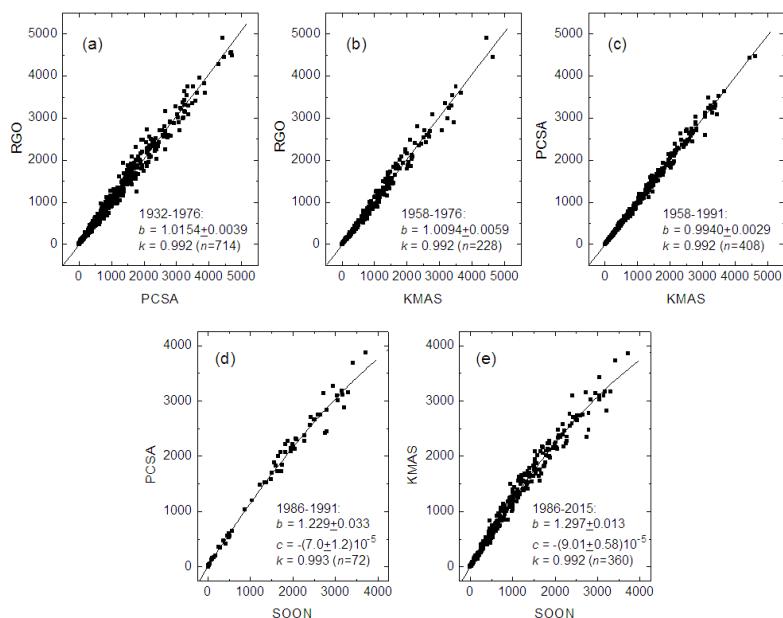


Рис. 12.12. Сопоставление рядов среднемесячной суммарной площади пятен различных обсерваторий. (a)–(c) в форме $SET_i = b \cdot SET_j$, (d)–(e) в форме $SET_i = b \cdot SET_j + c \cdot SET_j^2$

Заметим, что в работах последних лет неоднократно встречается утверждение об уникально малой амплитуде 24-го цикла (например, что этот цикл самый маленький за последние сто лет). На самом деле, после второго максимума в июне 2014 г. этот цикл становится вполне заурядным. На периоде с начала гринвичских наблюдений его максимум по сглаженным за 13 точек среднемесячным значениям больше, чем у циклов №№ 12, 14–16 и с точностью до 3 процентов совпадает с циклами №№ 13 и 20, т.е. он не меньше, чем почти половина (6 из 13) гринвичских и послегринвичских циклов.

Здесь нас будут интересовать среднегодовые значения. Поэтому составим продолжение среднегодовых значений площадей пятен гринвичского ряда, умножая значения KMAS, согласно рис. 12.12 (b), на 1.0094 (см. таблицу 12.3).

Таблица 12.3. Среднегодовые значения суммарных площадей пятен в гринвичской системе, выведенные из кисловодских данных.

Год	<i>A</i>	Год	<i>A</i>	Год	<i>A</i>	Год	<i>A</i>
1977.5	351.7	1987.5	352.3	1997.5	298.2	2007.5	139.4
1978.5	1473.5	1988.5	1516.7	1998.5	1003.2	2008.5	22.6
1979.5	2360.6	1989.5	2705.2	1999.5	1504.6	2009.5	30.8
1980.5	2328.1	1990.5	2270.1	2000.5	1905.8	2010.5	251.5
1981.5	2362.2	1991.5	2509.9	2001.5	1895.7	2011.5	929.2
1982.5	2087.8	1992.5	1591.6	2002.5	1952.8	2012.5	1004.4
1983.5	866.7	1993.5	792.2	2003.5	1255.1	2013.5	1077.4
1984.5	741.2	1994.5	403.3	2004.5	804.9	2014.5	1564.8
1985.5	196.6	1995.5	195.2	2005.5	574.2	2015.5	770.4
1986.5	154.2	1996.5	106.1	2006.5	257.6		

В практике реконструкций поведения индексов солнечной активности в прошлом широко применяются т.н. “*proxies*” (единственное число – *proxy*) – их «представители», другие индексы, связанные в силу физических соображений и статистических связей с искомыми индексами (Ogurtsov et al., 2002).

В предыдущем разделе на основе подхода «первичных» индексов солнечной активности было показано, что ряды числа Вольфа, числа групп и площади пятен должны быть статистически связаны соотношением (в обозначениях этого раздела)

$$A^2 = a \cdot SN \cdot GN - b \cdot GN^2. \quad (12.16)$$

Коэффициент корреляции на «гринвичском» интервале для версий SN_1 и GN_1 составил 0.989.

Прделаем то же самое для рядов SN_2 и GN_2 . Получаем также высокий коэффициент корреляции вычисленного ряда с наблюдаемым – 0.981. Значения коэффициентов в (12.16): $a = 9100 \pm 1100$, $b = 123000 \pm 2200$. На рис. 12.13 (а) приведён полученный ряд. Мы видим, что в некоторых случаях (главным образом, вблизи минимумов циклов) имеются неопределённые значения: правая часть формулы (12.16) оказывается меньше нуля. Интересно, что в (Наговицын, 2005) при использовании версий SN_1 и GN_1 такого эффекта не наблюдалось.

Далее, легко показать, что SN_2 и GN_2 являются *proxies* для A . Действительно, оказывается

$$A = (9.11 \pm 0.30) SN_2 + (1.44 \pm 0.19) \cdot 10^{-2} SN_2^2, \sigma = 119.7, k = 0.988, n = 142. \quad (12.17)$$

$$A = (157.6 \pm 6.4)GN_2 + (7.29 \pm 0.76)GN_2^2, \sigma = 130.4, k = 0.985, n = 142 \quad (12.18)$$

На рис. 12.13 (b), (c) приведены версии A_2 , полученные по (12.17)–(12.18). Все три версии обеспечены высокими коэффициентами корреляции (коррелируют друг с другом с $k = 0.960 \div 0.989$), и поэтому за окончательную версию на интервале до 1874 г. можно принять среднюю между ними (рис. 12.13d). На интервале после 1874 г. она представлена значениями, полученными в предыдущем разделе. Полученные среднегодовые значения площадей для предгринвичского интервала приведены в таблице 12.4.

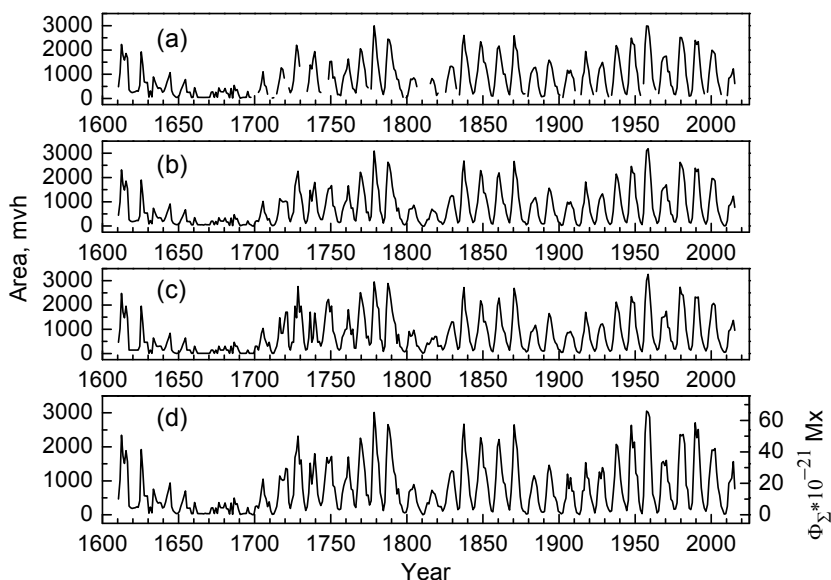


Рис. 12.13. Ряды среднегодовых суммарных площадей пятен, выведенные с использованием: (a) формулы (12.16); (b) ряда SN_2 по (12.17); (c) ряда GN_2 по (12.18). (d) Средний ряд A_2 (правая шкала показывает эквивалентный абсолютный магнитный поток).

Таблица 12.4. Значения суммарных площадей пятен А₂ версии 2.0 в догринвичский период.

Год	А, м.д.п.	Год	А, м.д.п.	Год	А, м.д.п.	Год	А, м.д.п.	Год	А, м.д.п.	Год	А, м.д.п.
1610.5	465.4	1654.5	701.6	1698.5	5.3	1742.5	391.0	1786.5	1637.4	1830.5	1265.3
1611.5	1028.3	1655.5	200.4	1699.5	3.5	1743.5	276.7	1787.5	2653.6	1831.5	830.3
1612.5	2339.6	1656.5	196.1	1700.5	243.4	1744.5	387.7	1788.5	2535.2	1832.5	444.9
1613.5	1729.8	1657.5	200.4	1701.5	261.0	1745.5	750.6	1789.5	2188.4	1833.5	150.1
1614.5	1511.1	1658.5	34.8	1702.5	196.8	1746.5	1223.8	1790.5	1669.1	1834.5	201.6
1615.5	1886.0	1659.5	35.4	1703.5	411.9	1747.5	1684.2	1791.5	1281.3	1835.5	939.3
1616.5	1562.8	1660.5	365.2	1704.5	737.6	1748.5	1521.0	1792.5	1157.2	1836.5	2183.7
1617.5	256.5	1661.5	194.7	1705.5	1052.1	1749.5	1597.4	1793.5	613.6	1837.5	2667.5
1618.5	209.4	1662.5	37.9	1706.5	591.8	1750.5	1719.3	1794.5	766.2	1838.5	1882.2
1619.5	189.0	1663.5	36.7	1707.5	464.5	1751.5	869.2	1795.5	342.2	1839.5	1570.9
1620.5	200.4	1664.5	35.0	1708.5	242.3	1752.5	815.0	1796.5	267.9	1840.5	1123.7
1621.5	209.0	1665.5	36.2	1709.5	385.5	1753.5	498.1	1797.5	86.8	1841.5	586.9
1622.5	232.3	1666.5	27.7	1710.5	117.5	1754.5	186.6	1798.5	57.8	1842.5	368.8
1623.5	222.8	1667.5	45.5	1711.5	16.5	1755.5	151.2	1799.5	75.0	1843.5	150.2
1624.5	417.9	1668.5	36.9	1712.5	23.4	1756.5	168.1	1800.5	234.5	1844.5	226.6
1625.5	1920.8	1669.5	36.8	1713.5	114.4	1757.5	617.4	1801.5	671.1	1845.5	633.8
1626.5	1293.4	1670.5	35.5	1714.5	245.7	1758.5	847.3	1802.5	741.7	1846.5	991.9
1627.5	565.5	1671.5	201.2	1715.5	566.1	1759.5	1008.3	1803.5	748.5	1847.5	1653.4
1628.5	552.6	1672.5	205.8	1716.5	1144.7	1760.5	1103.7	1804.5	891.0	1848.5	2268.2
1629.5	556.4	1673.5	37.8	1717.5	1050.8	1761.5	1698.5	1805.5	733.3	1849.5	2044.9
1630.5	51.4	1674.5	199.2	1718.5	1008.9	1762.5	1152	1806.5	393.1	1850.5	1399.7
1631.5	227.5	1675.5	43.9	1719.5	1031.9	1763.5	759.1	1807.5	257.1	1851.5	1369.6
1632.5	56.1	1676.5	362.1	1720.5	1365.7	1764.5	724.2	1808.5	155.9	1852.5	1115.9
1633.5	755.0	1677.5	215.2	1721.5	1343.9	1765.5	290.0	1809.5	71.4	1853.5	775.9
1634.5	577.8	1678.5	207.5	1722.5	359.9	1766.5	216.2	1810.5	0	1854.5	360.8
1635.5	410.6	1679.5	207.3	1723.5	187.4	1767.5	783.9	1811.5	26.4	1855.5	118.0
1636.5	343.7	1680.5	349.7	1724.5	411.1	1768.5	1479.1	1812.5	211.5	1856.5	87.1
1637.5	365.6	1681.5	180.5	1725.5	588.1	1769.5	2256.4	1813.5	355.5	1857.5	484.3
1638.5	347.3	1682.5	168.5	1726.5	1690.2	1770.5	2061.1	1814.5	320.0	1858.5	1101.7
1639.5	199.1	1683.5	22.4	1727.5	1880.0	1771.5	1667.8	1815.5	527.1	1859.5	2006.2
1640.5	225.2	1684.5	346.9	1728.5	2315.6	1772.5	1251.0	1816.5	720.8	1860.5	2212.0
1641.5	371.4	1685.5	16.7	1729.5	1494.4	1773.5	571.3	1817.5	648.9	1861.5	1771.2
1642.5	567.5	1686.5	492.4	1730.5	1615.1	1774.5	579.1	1818.5	607.0	1862.5	1250.0
1643.5	743.9	1687.5	307.1	1731.5	772.2	1775.5	284.5	1819.5	441.7	1863.5	966.5
1644.5	937.8	1688.5	326.4	1732.5	384.2	1776.5	409.6	1820.5	257.6	1864.5	898.8
1645.5	237.7	1689.5	152.8	1733.5	127.3	1777.5	1690.9	1821.5	241.3	1865.5	534.8
1646.5	119.5	1690.5	11.0	1734.5	232.7	1778.5	3013.5	1822.5	245.4	1866.5	295.4
1647.5	72.1	1691.5	25.0	1735.5	644.3	1779.5	2521.4	1823.5	109.8	1867.5	139.9
1648.5	39.4	1692.5	35.9	1736.5	1521.8	1780.5	1798.7	1824.5	189.3	1868.5	663.6
1649.5	39.0	1693.5	37.1	1737.5	904.6	1781.5	1515.9	1825.5	341.4	1869.5	1416.1
1650.5	99.3	1694.5	37.3	1738.5	1241.1	1782.5	651.0	1826.5	699.9	1870.5	2643.8
1651.5	252.5	1695.5	214.8	1739.5	1798.1	1783.5	452.5	1827.5	969.2	1871.5	2231.2
1652.5	388.3	1696.5	49.1	1740.5	1266.1	1784.5	123.2	1828.5	1210.2	1872.5	1925.1
1653.5	539.0	1697.5	35.7	1741.5	601.6	1785.5	370.7	1829.5	1294.7	1873.5	1221.7

Формула (12.1) связывает абсолютный полный пятенный магнитный поток на видимой полусфере Солнца $\Phi_{\Sigma}(t)$ с полной площадью пятна $A(t)$. Заметим, что в этом случае предполагается, что площадь отдельного пятна A_j и его поток связаны соотношением (Аллен, 1977)

$$\Phi_j = 0.39 B_{j0} \pi r_j^2 = 1.21 \times 10^{16} B_{j0} A_j, \quad (12.19)$$

где B_{j0} – центральная напряженность пятна. Принято $B_{j0} = 2050$ Гс. Найдено (Nagovitsyn et al., 2015), что, если учесть весь спектр экспериментальных работ по радиальному изменению напряжённости поля и наклону силовых линий в пятне, то формулы (12.1), (12.19) несколько изменятся:

$$\Phi_j = (0.339 \pm 0.074) B_{j0} \pi r_j^2; \quad \Phi_{\Sigma}(t) = 2.16 \times 10^{19} A(t). \quad (12.20)$$

Правая шкала на рис. 12.13 (d) соответствует магнитному потоку, вычисленному по (12.20).

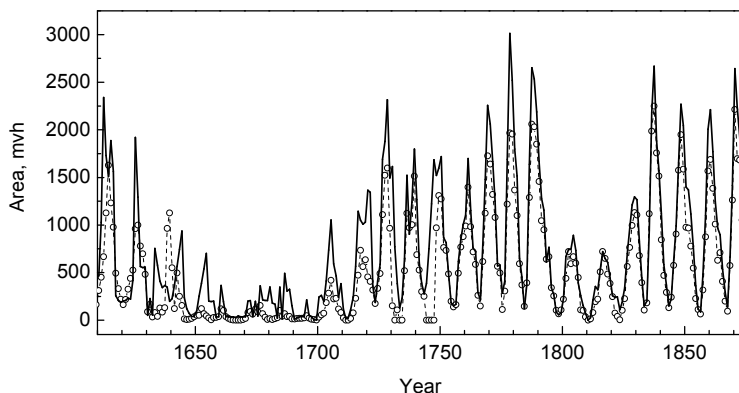


Рис. 12.14. Сравнение версий A_1 из (Наговицын, 2005) – кружки и пунктир и A_2 из (Наговицын и др., 2016) – сплошная линия для эпох Маундеровского (вторая половина XVII века) и Дальтоновского (первые двадцать лет XIX века) минимумов

На рис. 12.14 приведено сравнение полученной версии суммарных площадей солнечных пятен A_2 в догринвичский период с более ранней A_1 , выведенной в разделах 12.2.1 и 12.2.2. Можно отметить следующее. Значения площадей в максимумах «нормальных» 11-летних циклов увеличились в новой версии на ~20%. Высокий цикл № 3 по цюрихской нумерации увеличился на ~35%. Циклы Дальтоновского минимума (№№ 5 и 6) остались практически неизменными. Но

что наиболее важно: уровень максимальной активности в Маундеровском минимуме (вторая половина XVII века) резко возрос. А именно, если в первых версиях амплитуды циклов в Маундеровском минимуме составляли ~15% от амплитуд в Дальтоновском, то теперь они составляют уже почти 50% этих амплитуд. Заметим, что при этом уровень солнечной активности в маундеровскую эпоху выглядит уже не столь аномально низким, как это представлялось, начиная с работы (Eddy, 1976).

12.3. Северо-южная асимметрия пятнообразования, средние широты пятен и диаграмма бабочек во время минимума Маундера

Реальная картина развёртывания активности в разных полушариях Солнца изобилует множеством интересных деталей (типа “симпатических” – кроссэкваториальных – проявлений и пр.), но общий вид описывается т.н. «диаграммой бабочек Маундера» – характерными дрейфами средней широты и вариациями широтного разброса зон пятнообразования с периодом ~11 лет. Именно эти аспекты мы рассмотрим в данном разделе, фокусируясь, главным образом, на реконструкции *пространственного* поведения активности в эпоху Маундеровского минимума. Для анализа используем среднегодовые значения.

В качестве опорных возьмём наблюдательные ряды, размещённые в базе данных ESAI (“Extended time series of Solar Activity Indices”) www.gao.spb.ru/database/esai и в Главе 11.

Рассмотрим вначале северо-южную асимметрию как индекс CA. N-S асимметрия активности – специальный параметр пространственной организации CA. Она определяется чаще всего как

$$<AS>\equiv q = (N - S)/(N + S), \quad (12.21)$$

где N и S – значения избранных индексов CA в северном и южном полушариях, соответственно. Также иногда (редко) N-S асимметрию определяют как $Q = N/S$. Избранные индексы могут быть не только индексами мощности пятнообразования, но и наблюдаемыми средними широтами пятен, числом полярных факелов (Nagovitsyn et al., 2004), числом корональных выбросов массы (Su-Lyun Rho et al., 2009), площадью факельных площадок, например, в линии K CaII (Dorotovic et al., 2007), яркостью короны в линиях (Бадалян и др., 2005) и т.д. В этом разделе речь будет идти о традиционном индексе асимметрии, определяемом в виде (12.21) по суммарной площади пятен в северном (N) и южном (S) полушариях Солнца.

Несмотря на усилия, направленные на исследование закономерностей процесса глобальной пространственно-временной организации СА, физика – да и феноменология – временных изменений N-S асимметрии активности $q(t)$, во многом не ясна. Некоторые авторы, например, (Carbonell et al., 2007), вообще ставят вопрос о статистической значимости этого параметра, хотя и приходят к заключению, что абсолютно точный ответ на этот вопрос дать нельзя. Мы полагаем, что для прояснения вопроса перспективно привлекать дополнительные данные, а также прорабатывать различные математические модели, описывающие эмпирическую картину. Известна схема М. Вальдмайера (Waldmeier, 1957), связывающая среднее положение зон пятнообразования относительно экватора Солнца с 80–90-летним циклом. Р. Оливер и Дж. Баллестер (Oliver and Ballester, 1996) строили модель $q(t)$, основываясь на теореме декомпозиции. Н.В. Золотова и Д.И. Понявин рассматривали асимметрию как проявление фазовой асинхронизации активности полушарий (Zolotova and Ponyavin, 2006).

В работе (Nagovitsyn et al., 2010) активность каждого полушария Солнца предлагается параметризовать как самостоятельный индекс СА, что позволяет произвести реконструкцию N- и S- активности отдельно с помощью описанного в Главе 10 подхода "разложения по псевдофазовому пространству" – DPS, а затем уже по этим реконструкциям представить ход N-S асимметрии полушарий.

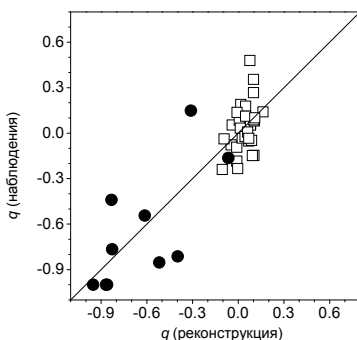
В качестве опорных рядов площади пятен в N- и S- полушариях ($Y(t)$ в уравнении (10.6)) используются ряды из базы ESAI (Nagovitsyn et al., 2004) на интервале 1821–1995 гг., а в качестве реконструирующего ряда $X(t)$ – версия ряда суммарной площади пятен на 400-летнем интервале (раздел 12.2.1) с дополнением эпохи Маундеровского минимума (раздел 12.2.2). Для линеаризации псевдофазового пространства извлекается корень квадратный из среднегодовых значений площади, как в разделе 12.2.2.

Результаты реконструкции: площади пятен в северном полушарии описываются на интервале 1821–2005 гг. с коэффициентом корреляции $\rho = 0.977$, в южном – 0.970.

Сделаем проверку полученных значений именно в плане асимметрии полушарий (12.21). При проведении реконструкции СА в отдельных полушариях не использовались значения q в Маундеровском минимуме, известные из работы (Ribes and Nesme-Ribes, 1993). Рассчитаем q для реконструированных значений и сравним с наблюдениями из этой работы. Для среднепятилетних значений коэффициент корреляции оказывается $\rho = 0.702$ с коэффициентами регрессии

($y = a + bx$) $a = -0.06 \pm 0.23$, $b = 0.93 \pm 0.33$, т.е. статистически неотличимыми от 0 и 1, соответственно (см. рис. 12.15). Мы считаем это хорошим результатом, имея в виду скудные сведения о Маундеровском минимуме и недостаточность знаний о N-S асимметрии вообще. Общий же коэффициент корреляции между реконструированными значениями q и всеми наблюденными значениями составил 0.875.

Рис. 12.15. Иллюстрация соответствия модельных значений N-S асимметрии полушарий наблюдениям. Светлые квадраты – использованные в модели значения (1821–2005 гг.), темные кружки – независимые тестовые наблюдения в Маундеровском минимуме (1671–1718 гг.).



Перейдём теперь к следующему интересному индексу СА: средней широте пятнообразования.

Закон Шпёрера фиксирует факт дрейфа зоны пятнообразования с широт $\pm 30\text{--}40^\circ$ в начале до $\pm 0\text{--}5^\circ$ в конце одиннадцатилетнего цикла, так что временная развёртка широт пятнообразования образует характерную картину, известную под названием «бабочек Маундера». Этот фундаментальный закон подтверждён не только для Солнца, но и – с помощью моделирования широкополосных фотометрических данных – для ряда других звезд (Katsova et al., 2003).

Произведём реконструкцию среднегодовых значений средних широт пятнообразования отдельно по полушариям ϕ_N и ϕ_S также с использованием метода DPS, беря за основу данные о наблюденных значениях этих параметров из нашей базы ESAI за 1853–1984 гг.

Полученные коэффициенты корреляции между моделью и наблюдениями составляют $\rho = 0.833$ для северного полушария и $\rho = 0.852$ – для южного. Данные по Маундеровскому минимуму не использовались.

В качестве теста произведенной реконструкции используем опять же независимые данные (Ribes and Nesme-Ribes, 1993) по Маундеровскому минимуму (см. рис. 12.16). Заметим, что реконструкция правильно отражает среднюю картину убывания абсолютных значений широт по мере приближения к этой эпохе,

однако кажется, что реконструированные значения несколько больше наблюдаемых, приблизительно на 10%. Подчеркнём ещё раз, что при построении DPS-модели мы не использовали данные Маундеровского минимума. Поэтому полученные результаты представляются удовлетворительными, хотя для дальнейшего нам пришлось умножить модельные значения широт для Маундеровского минимума на коэффициент 0.9.

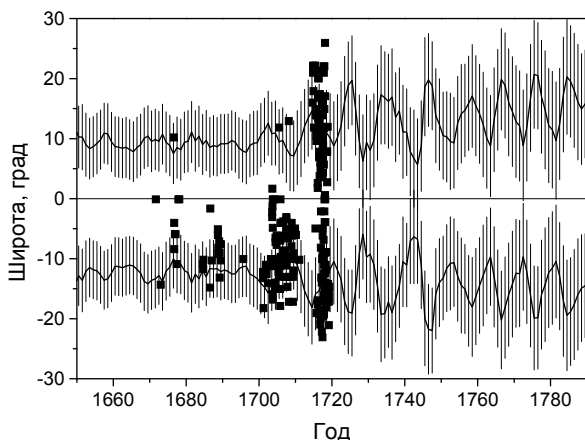


Рис. 12.16. Сравнение модельных значений широт с независимыми тестовыми наблюдениями в Маундеровском минимуме (квадраты). Вертикальные линии – доверительные интервалы модели на уровне 3σ .

На основе полученных результатов перейдём к главной цели исследования: реконструкции пространственного распределения СА в Маундеровском минимуме.

В работе (Милецкий и Иванов, 2009) для 11-летнего цикла СА была установлена тесная связь между его проявлениями во времени (закон Швабе-Вольфа) и пространстве (закон Шпёрера-Маундера). Более конкретно, было показано, что ширина бабочек Маундера в 11-летнем цикле зависит от текущего уровня активности.

Применяя метод DPS (для учёта зависимости от более продолжительных циклов, чем 11-летний) и используя результаты, полученные выше, мы производим реконструкцию бабочек Маундера, в том числе (и это – главное) в глубоком одноименном минимуме СА. Рис. 12.17 показывает сравнение полученной картины с наблюдениями по (Ribes and Nesme-Ribes, 1993). Видно, что применён-

ный подход к реконструкции довольно успешен: модельная картина хорошо соответствует наблюдаемой, правильно воспроизводя её характерные черты.

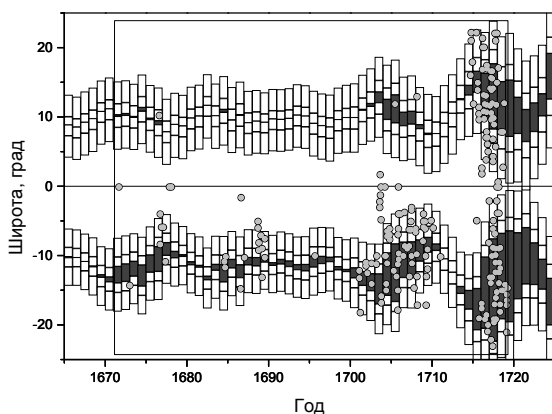


Рис. 12.17. Модельные бабочки Маундера в одноименном глобальном минимуме СА (тёмные области) и их сравнение с наблюдениями 1671–1718 гг. (серые кружки). Вертикальные прямоугольники показывают σ - и 3σ доверительные интервалы модели по широте.

Таким образом, в этом разделе исследована возможность реконструкции пространственного распределения СА в прошлом – на 400-летней временной шкале. При построении математических моделей с помощью метода DPS использовались наблюдения только XIX–XX вв., а наблюдения французской школы (Пикар, Ла Гир) в 1671–1718 гг., систематизированные Риб и Нем-Риб, применялись в качестве тестовых. Полученные результаты, отраженные главным образом на рис. 12.17, позволяют надеяться на дальнейшее развитие надёжных знаний об изменениях СА в прошлом. Как представляется, сейчас мы уже можем реконструировать не только общий уровень СА на длительных временах, но и детали её разворачивания: преобладание пятен в той или иной полусфере, дрейф и широтный разброс зоны пятнообразования, особенности пространственного распределения активности во время особых эпох, таких, как минимум Маундера.

12.4. *aa*-индекс геомагнитной активности

Предложенный П. Майо (Mayaud, 1972) *aa*-индекс вычисляется на основе измерений горизонтальной компоненты магнитного поля Земли, наблюдаемого для 3-часовых интервалов на антиподальных станциях в Южной Англии и Ав-

стралии. Он хорошо коррелирует с A_p -индексом, ряд которого имеется с 1932 г., и другими параметрами, например, с частотой низкоширотных полярных сияний (Pulkkinen et al., 2001). Одним из важных достоинств имеющегося ряда aa -индекса является его сравнительно большая продолжительность: с 1868 года до наших дней. Однако и этого интервала часто не хватает для практики геофизических и гелиогеофизических исследований.

В последние несколько лет вышел целый ряд работ, в которых авторы в той или иной степени обсуждают поведение aa -индекса, пытаясь построить модель его вариаций или найти значимые связи этого индекса (равно как и других геомагнитных индексов) с параметрами солнечной активности или межпланетного магнитного поля на достаточно большой временной шкале (Lockwood et al., 1999; Richardson et al., 2002; Cliver and Ling, 2002; Makarov et al., 2002). Заметим, что подобные задачи являются типичными в рамках проблемы солнечно-земных связей, и тот факт, что их удовлетворительных решений до сих пор не предложено, говорит о том, что необходимы новые подходы, в том числе подходы к проведению реконструкций временного поведения индексов по косвенным данным, полученным до начала прямых систематических наблюдений выбранных индексов. В этом разделе, следуя работе (Наговицын, 2006), производится реконструкция длительного поведения aa -индекса с помощью подходов, предложенных в разделе 10.3.

Один из центральных вопросов при моделировании поведения aa -индекса – с какими именно параметрами солнечной активности он связан.

Вначале мы рассмотрим связь временных изменений aa -индекса с изменениями шести различных индексов солнечной активности в русле MSR подхода (раздел 10.3.2). Воспользуемся оригинальной базой продленных в прошлое среднегодовых значений индексов ESAI – Extended time series of Solar Activity Indices, расположенной на [www-сервере Пулковской обсерватории](http://www.gao.spb.ru/database/esai): <http://www.gao.spb.ru/database/esai>.

Рассмотрим среднегодовые значения следующих величин: суммарная площадь пятен A (более точно, следуя работе (Svalgaard et al., 2003), мы применяем индекс A_2 , определяемый как корень квадратный из индекса низкоширотной активности, в данном случае – суммарной площади пятен); средняя гелиографическая широта зоны пятнообразования F ; число полярных факелов P (индекс высокоширотной активности Солнца); а также значения северо-южной асимметрии всех этих индексов по полушариям Солнца – QA , QF и QP в обычной форме $QX = (X_N - X_S) / (X_N + X_S)$ – см. рис. 12.18.

Вычтем из этих рядов средние значения, нормируем их к своим стандартам, с помощью МНАТ-вейвлета (Астафьева, 1996) произведём преобразование (10.1) и, далее, по МНК построим модели (10.3). В таблице 12.5 приведены полученные значения параметров $t_i = c_i^q / \sigma c_i^q$ (σc_i^q – МНК-оценка средней ошибки), используемых в регрессионном анализе для оценки достоверности вклада различных факторов в суммарную корреляцию (обеспеченности отклонения параметра от нуля). Жирным шрифтом помечены выявленные таким образом наиболее существенные корреляции, обеспеченные не менее, чем утроенным значением средней ошибки оценки параметра.

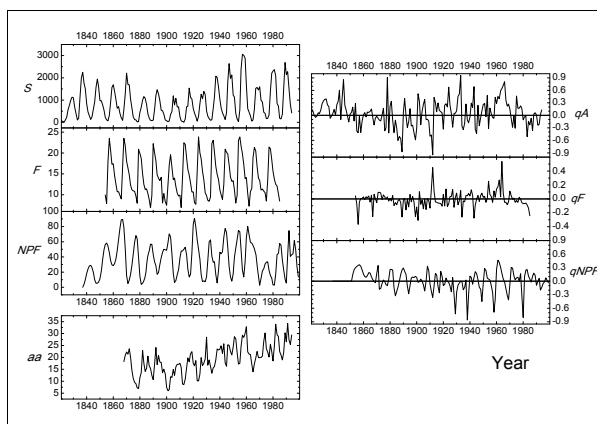


Рис. 12.18. Продолжительные ряды индексов солнечной активности из базы данных ESI, использованные для MSR-реконструкции: суммарная площадь пятен A , средняя широта пятен F , число полярных факелов NPF (слева), северо-южная асимметрия полушарий для этих индексов qA , qF , $qNPF$ соответственно (справа). Внизу – ряд aa -индекса.

Проведённые вычисления позволяют сделать следующие выводы:

а). Наибольшую корреляцию с aa -индексом в целом показывает индекс A_2 суммарной площади пятен, однако регрессионные коэффициенты оказываются различными на разных временных шкалах.

б). На временной шкале 11-летнего цикла значимый вклад в дисперсию вносит также средняя широта пятен, причём коэффициент регрессии имеет знак минус, так что, в соответствии с разумными соображениями, при уменьшении широты зоны пятнообразования происходит повышение значений aa и наоборот. Для 22-летнего цикла значимыми являются вариации индексов A и qA .

Таблица 12.5. Значения коэффициентов связи $t_i = c_i^q / \sigma c_i^q$ (см. в тексте) различных индексов солнечной активности с aa -индексом в зависимости от временных шкал.

Шкала, годы	Площадь пятен S	Ср. широта пятен F	Число пол. факелов NPF	N-S асимметрия:		
				qA	qF	$qNPF$
2.5	4.4	-1.6	0.1	0	0.8	1.8
5	6.6	-5.7	0.9	0	-0.3	1.9
10	5.2	-5.2	0.7	0.1	-0.2	2.5
20	5.0	0.7	1.5	-4.3	1.5	-0.3
40	5.9	-1.4	0.6	-0.6	0.7	0.9
80	29.3	-3.0	4.9	5.9	-1.3	1.7
Тренд	4.0	-0.6	0.2	1.3	-0.4	0.6

в). На временной шкале векового цикла значимый вклад в корреляцию дают индексы A , F , NPF и qS , так что вековой цикл носит универсальный характер для различных компонент солнечного магнитного поля.

г). Индексы N-S асимметрии qF и $qNPF$ не участвуют в формировании вариаций aa -индекса ни на одном из временных масштабов.

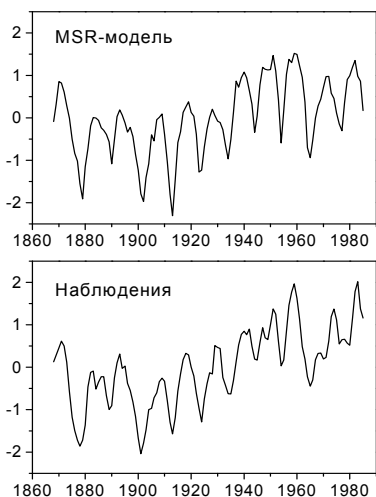
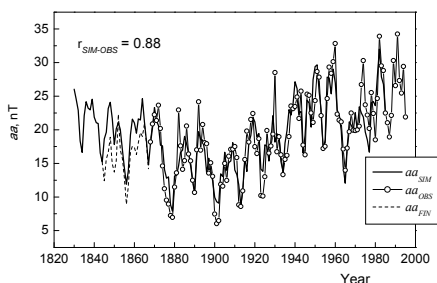


Рис. 12.19. Сравнение сглаженных по трём точкам нормированных значений aa -индекса для MSR-модели с наблюдениями.

Выполняя далее обратное вейвлет-преобразование с использованием полученных оценок c_i^q , из полученных регрессионных соотношений можно построить модель изменений $aa(t)$ – см. рис. 12.19 (значения сглажены по трём точкам). Коэффициент корреляции составляет $\rho = 0.90$, достигая весьма высокой величины для задач подобного рода о связи солнечных и геомагнитных индексов. Отличие же ρ от 1 может объясняться не только ошибками измерений, но и тем обстоятельством, что в модели не участвовали индексы, связанные с крупномасштабным (фоновым) магнитным полем, очевидно, вносящим свой вклад в геомагнитную активность. Их учёт – следующая задача.

К сожалению, мы не располагаем достаточно длительным рядом средней широты пятен (ESAI, базируясь на данных Кэррингтона, предоставляет возможность использования этого индекса только с 1854 г.). В то же время, как мы видели, наибольший вклад в изменение aa -индекса на всех временных шкалах вносит индекс суммарной площади пятен. Поскольку в разделе 11.3 описан продолженный (с 1820 г.) ряд этого индекса на основе синтеза догринвичских наблюдений, мы можем попытаться получить теперь более длинный ряд индекса aa на основе DPS-подхода (раздел 10.3.3). Выберем в уравнении (10.4) $\Delta = 3$ года (как первый нуль автокорреляционной функции), $n = 7$ (Наговицын, 1998), а в качестве опорного интервала для регрессии – интервал инструментальных наблюдений aa , т.е. с 1868 г. до наших дней. Полученный ряд $aa_{SIM1}(t)$, начиная с 1830 г., в сравнении с наблюдаемым рядом $aa_{OBS}(t)$ приведён на рис. 12.20. Как видно,

Рис. 12.20. DPS-модель aa -индекса на основе ряда индекса площади пятен (сплошная линия) и наблюдаемые значения (кружки). Пунктир – реконструкция (Nevanlinna and Kataja, 1993) для 1844–1867 гг.



коэффициент корреляции, фиксирующий успешность реконструкции геомагнитного индекса, составляет $\rho = 0.88$, говоря об адекватности проведенной процедуры (для сглаженных за три точки значений ρ возрастает даже до 0.94). На

этом же рисунке приведена реконструкция aa -индекса из работы (Nevanlinna and Kataja, 1993) на основе финских геомагнитных наблюдений, начиная с 1844 г. Мы видим, что высокочастотные составляющие этих двух реконструкций хорошо соответствуют друг другу, а низкочастотная, по нашему мнению, в работе (Nevanlinna and Kataja, 1993) занижена.

Как мы уже неоднократно отмечали, суммарная площадь пятен – в значительной мере «физический» индекс, поскольку он связан с пятненным магнитным потоком – реальной физической характеристикой магнитного поля Солнца. Для периода до 1820 года мы располагали до последнего времени лишь статистическими индексами: числом Вольфа $R(t)$ – с 1700 г. и числом групп пятен Хойта-Шаттена $GSN(t)$ – с 1610 г. В разделе 12.2.1 описана также продолжительная версия ряда площадей пятен $S(t)$ – с 1610 г., полученная с помощью подхода так называемых «первичных» индексов. В данном разделе все имеющиеся ряды используются для восстановления 400-летнего хода aa -индекса в русле DPS-метода. С найденными параметрами псевдофазового пространства были получены реконструкции $aa(t)$ по $R^{1/2}(t)$, $G^{1/2}(t)$ и $A^{1/2}(t) (\equiv A_2(t))$. В первом случае для интервала 1610–1699 гг. использовалась «нелинейная» версия ряда чисел Вольфа (1997). В качестве опорного ряда для поиска коэффициентов регрессии (10.4) был использован синтетический ряд: с 1830 по 1867 гг. – aa_{SIM1} , а с 1868 – aa_{OBS} .

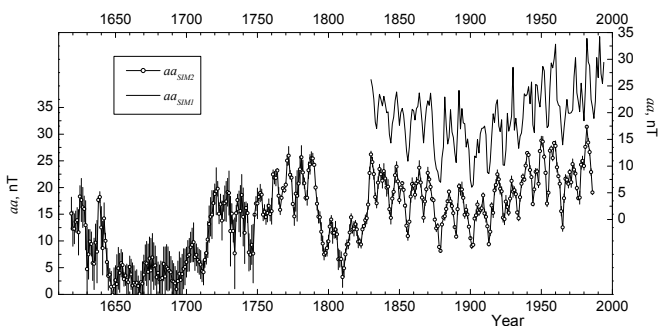


Рис. 12.21. DPS-реконструкция хода aa -индекса на основе рядов площадей пятен, чисел Вольфа и чисел групп солнечных пятен (кружки). Вертикальные черточки – оценки доверительных интервалов.

На рис. 12.21 приведён ряд $aa_{SIM2}(t)$, представляющий собой средневзвешенные значения рядов, полученных по $A^{1/2}(t)$, $R^{1/2}(t)$ и $G^{1/2}(t)$. Взвешивание

производилось по остаточной дисперсии к опорному ряду, доверительные интервалы обозначают среднеквадратические разницы реконструкций. Мы видим следующее: полученное приближение даёт достаточно надёжные (с точки зрения согласованного поведения реконструкций по разным рядам) значения для периода, начиная с 1750 г.; значения aa в Маундеровском минимуме (вторая половина XVII века) – наименьшие за 400 последних лет. «Успешность» реконструкции в целом достаточно высока: коэффициент корреляции между $aa_{SIM2}(t)$ и опорным рядом равен 0.89, а между $aa_{SIM2}(t)$ и $aa_{OBS}(t)$ – 0.88.

Для независимой проверки реконструкции сравним полученный ряд aa -индекса с частотой полярных сияний по Л. Крживскому (Křivský, 1984), имея в виду, что, как показано в работе (Pulkkinen et al., 2001), для последнего времени эти характеристики коррелировали. В качестве индекса интенсивности полярных сияний выберем $\log(N_{ab}(t)+1)$, где N_{ab} – их годовое число. Соответствующий коэффициент корреляции для периода 1620–1867 гг. оказывается равным 0.78, что, по-видимому, не противоречит заключению об успешности реконструкции временного ряда aa -индекса, произведённой в этом разделе.

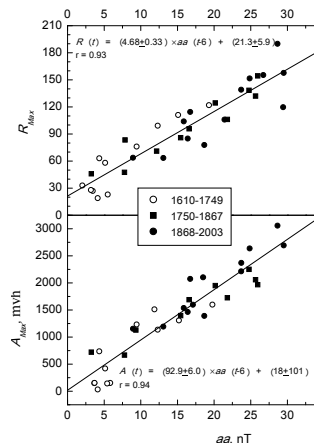


Рис. 12.22. Прогноз максимума 11-летнего цикла для чисел Вольфа R_{Max} и площадей пятен A_{Max} по aa -индексу с 6-летней задержкой.

Теперь о прогнозе пятенной активности. А.И. Оль предложил метод прогноза величины 11-летнего цикла солнечной активности на основе поведения геомагнитной активности на ветви спада предыдущего цикла (Витинский и др., 1976). Поскольку ряд aa -индекса был значительно расширен по времени, можно

проверить соответствующие зависимости на большем материале. Рис. 12.22 иллюстрирует эту проверку. Здесь в качестве индексов (низкоширотной) солнечной активности используются как числа Вольфа R (1610–1699 гг. – «нелинейная» версия, упомянутая ранее), так и суммарная площадь пятен S . Мы видим, что метод Оля на всем 400-летнем временном интервале весьма хорошо подтверждается: по aa -индексу за 6 лет до максимума величина $S_{Max}(t)$ предсказывается с коэффициентом корреляции 0.94, а $R_{Max}(t)$ – 0.93.

12.5. aa -индекс и крупномасштабное магнитное поле Солнца

А.Г. Тлатов и В.И. Макаров (Tlatov and Makarov, 2005), отмечая, что пятенной активностью не исчерпываются вариации глобального магнитного поля Солнца, предлагают целый набор индексов для описания крупномасштабного фоновое магнитного поля и их временные ряды для столетней временной шкалы, полученные из наблюдений. Наибольшей продолжительностью из предложенных обладает ряд индекса $A_{DO}(t)$ (Makarov et al., 2001b), вычисленный на основе бинарных данных H_a синоптических карт (полярность магнитного поля принималась равной +1 или –1 в зависимости от знака поля). Этот индекс в его численном выражении представляет собой сумму квадратов дипольного и октупольного магнитных моментов пространственного распределения крупномасштабного магнитного поля

$$A_{DO}(t) = (\mu_1^2 + \mu_3^2 / 3). \quad (12.22)$$

Несмотря на очевидный прогресс в описании крупномасштабного (фоновое) магнитного поля, достигнутый в работе Тлатова и Макарова (суммарная длина ряда достигла 120 лет), желательной для исследования является ещё большая продолжительность рядов, поскольку типичным сильным изменениям солнечной активности соответствуют времена порядка нескольких столетий (циклы Гляйсберга и Жюсса).

Попытаемся вслед за (Наговицын и др., 2008) удлинить ряд $A_{DO}(t)$ на основе других, имеющихся в нашем распоряжении. В работе (Richardson et al., 2002) были рассмотрены солнечные источники геомагнитных возмущений почти за 30 лет (1972–2000 гг.) и было показано, что процессы, связанные с корональными выбросами массы (главным образом, со вспышечными процессами в активных областях), в целом развиваясь в фазе с 11-летним циклом, дают вклад 50% и больше в величину aa -индекса в максимумах. В то же время, процессы, связан-

ные с высокоскоростными потоками солнечного ветра (из открытых конфигураций магнитного поля – корональных дыр), развиваясь в противофазе с низкоширотной активностью, обеспечивают соответствующий вклад до 70% в минимуме. Вклад низкоскоростных потоков солнечного ветра – приблизительно равномерный по времени и не превышает по величине 20% от суммарной величины геомагнитных возмущений. Таким образом, в первом приближении можно представить модель временного поведения аа-индекса как суперпозицию изменений двух компонент, пропорциональных, соответственно, индексу пятенной активности $B_{AR}(t) \sim A_2(t)$ и индексу крупномасштабного поля $B_{LS}(t) \sim A_{DO}(t)$. Далее отметим, что поскольку в основе подсчета последнего индекса лежит бинарная параметризация магнитного поля, его привязка к реальным физическим величинам должна носить дифференциальный характер по типичным периодам T (или частотам $\omega = 2\pi / T$) процесса, приводя нас к необходимости использования MSR-метода. Поэтому запишем для компонент

$$A_{DO}(\omega, t) = k(\omega)aa(\omega, t) + m(\omega)A_2(\omega, t), \quad (12.23)$$

имея в виду, что $m(\omega) < 0$. Формула (12.23) позволяет решить задачу реконструкции поведения индекса крупномасштабного магнитного поля $A_{DO}(t)$ методом MSR. На рис. 12.23 (верхняя малая панель) показано изменение коэффициентов регрессии, найденных по временному интервалу, для которого приведены

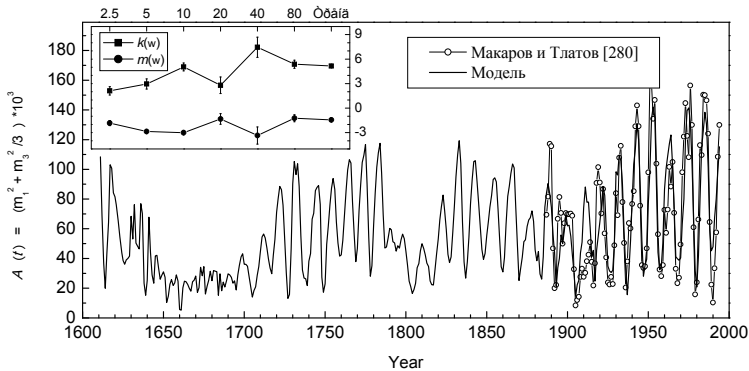


Рис. 12.23. Реконструкция поведения параметра крупномасштабного магнитного поля $A(t)$ для 400-летнего интервала. Верхняя малая панель – изменения коэффициентов формулы (12.23) в зависимости от шкалы (годы).

данные в работе (Platov and Makarov, 2005), в зависимости от периода. Мы видим, что, действительно, коэффициенты формулы (12.23) зависят от частоты, и применение (12.23) для реконструкционной задачи необходимо. Коэффициент корреляции, фиксирующий успешность процедуры, оказался равным 0.84. На основной панели рис. 12.23 приведён полученный ряд параметра крупномасштабного магнитного поля $A(t)$ для всего 400-летнего периода.

Сравним между собой поведение крупномасштабной компоненты магнитного поля Солнца $B_{LS}(t)$ и его компоненты, связанной с активными областями $B_{AR}(t)$. Для этого нормируем индексы $A_2(t)$ и $A_{DO}(t)$ в шкалу единиц $aa(t)$, т.е. магнитной индукции, с помощью единого по масштабам регрессионного соотношения

$$aa(t) = aA_2(t) + bA_{DO}(t). \quad (12.24)$$

Вычисления дают величины $a = 0.4579 \pm 0.0060$, $b = 0.1357 \pm 0.0027$, $\rho = 0.95$. На рис. 12.24 приведен временной ход величин $B_{AR}(t) = aA(t)$ и $B_{LS}(t) = bA_{DO}(t)$.

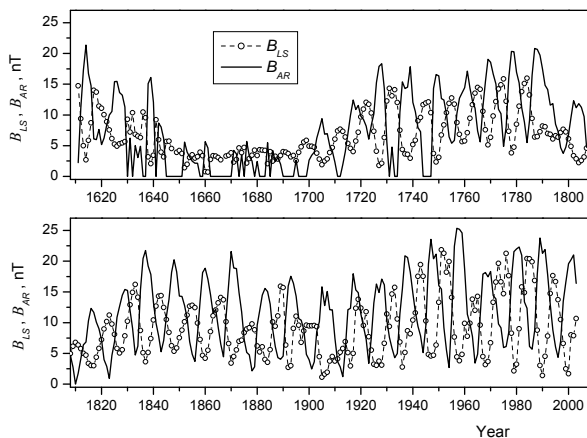


Рис. 12.24. Реконструкция временных изменений компонент магнитного поля Солнца, определяющих изменения aa -индекса: крупномасштабной B_{LS} и связанной с активными областями B_{AR} по (Наговицын, 2006).

Сравнивая модуляции максимумов 11-летних циклов $B_{LS}(t)$ и $B_{AR}(t)$, легко видеть, что вывод об опережающем характере разворачивания крупномасштабного магнитного поля по сравнению с низкоширотным, к которому исследователи до

сих пор приходили по наблюдательному материалу, ограниченному столетием (Makarov et al., 2001b; Tlatov and Makarov, 2005 и др.), подтверждается для 400-летней временной шкалы. Таким образом, первичность фонового поля является *законом, а не «правилом»* солнечной цикличности.

12.6. IDV-индекс и напряженность межпланетного магнитного поля

Напряженность межпланетного магнитного поля (ММП) – важный физический индекс для изучения процессов в системе «Солнце-Земля». Он выступает в качестве промежуточного звена между параметрами солнечной активности и геомагнитной возмущенности и, таким образом, необходим при исследованиях последствий для Земли изменений солнечного магнитного поля.

В известной работе (Lockwood et al., 1999), основываясь на соотношениях между напряженностью ММП B_{IMF} и геомагнитным aa -индексом Майо (Mayaud, 1972), авторы пришли к выводу, что за 20-е столетие напряжённость межпланетного магнитного поля выросла в два раза. Полемизируя с этой группой исследователей, Л. Свальгаард и Э. Клайвер (Svalgaard and Cliver, 2005) взяли за основу другой показатель геомагнитной активности – предложенный IDV-индекс, хорошо соответствующий u -мере Бартельса (коэффициент линейной корреляции $\rho = 0.95$), и получили качественно другую оценку увеличения напряжённости магнитного поля в течение 1900–1960 гг.: всего лишь на 20% с последующей тенденцией к уменьшению.

Кроме того, в работе (Svalgaard and Cliver, 2005) с помощью линейного соотношения ($\rho = 0.84$) выведено уравнение регрессии между напряженностью ММП и Цюрихским (Международным) числом Вольфа, которое вместе с аналогичным уравнением для индекса Хойта-Шаттена – нормализованного числа групп пятен (1998) – позволяет продлить оценки значений B_{IMF} к началу телескопических наблюдений солнечной активности.

Задача этого раздела – прояснить вопрос о длительных изменениях ММП. Мы произведём новые реконструкции поведения B_{IMF} на основе подходов, изложенных в разделе 10.3, в более широком предположении о дифференциальности связей между индексами на различных временных масштабах.

В упомянутой работе (Svalgaard and Cliver, 2005), рассматривая соотношения между: а) IDV-индексом и u -мерой, б) B_{IMF} и IDV-индексом, в) B_{IMF} и числом Вольфа (числом групп пятен), авторы применяют линейную форму

$$Y(t) = a + bX(t) \quad (12.25)$$

(в последнем случае используется индекс, вычисляемый как квадратный корень из относительного числа пятен). Мы знаем, что солнечная активность демонстрирует циклическое поведение для ряда временных масштабов: 11 лет, 80–90 лет, 200 лет и др. Известно, что характер циклов для разных времен неодинаков (Рубашев, 1964; Наговицын, 1997 и др.) и может быть обусловлен различной физикой процессов. Поэтому и связи между разными индексами могут отличаться для разных периодов T (частот $\omega = 2\pi/T$). Таким образом, обобщением формулы (12.25) является следующее соотношение:

$$Y(\omega, t) = a(\omega) + b(\omega)X(\omega, t), \quad (12.26)$$

которое, с одной стороны, позволяет проверить гипотезу (12.25) об идентичной физической природе индексов, если окажется, что $\frac{\partial a}{\partial \omega} = \frac{\partial b}{\partial \omega} = 0$, а с другой, если это не так, то с выполнением обратного преобразования из частотной области во временную, решить задачу реконструкции, если требуется по переменной $X(t)$ восстановить $Y(t)$.

Соответствие IDV -индекса, введённого Свальгаардом и Клайвером, u -мере Бартельса не вызывает сомнений: коэффициент линейной корреляции между этими двумя величинами весьма высок: $\rho = 0.95$. Поэтому реконструкцию ряда IDV с 1872 г. до наших дней, произведённую этими авторами, можно выбрать в качестве опорной. Иначе дела обстоят с их линейной реконструкцией напряжённости ММП по IDV -индексу:

$$B_{IMF}(nT) = (3.04 \pm 0.37) + (0.361 \pm 0.035)IDV, \quad (12.27)$$

которая, с одной стороны, обеспечена меньшим коэффициентом корреляции $\rho = 0.86$, а с другой, основана уже на связи физически заметно различающихся величин. Поэтому проверим гипотезу (12.27) для различных временных масштабов (12.26) в духе MSR-метода. На рис. 12.25 приведено изменение коэффициента связи b в зависимости от временного масштаба. Мы видим, что, в принципе, для масштабов более 2–3 лет связь B_{IMF} и IDV удовлетворяет соотношению (12.27). Отличие же связи для короткопериодической компоненты от связи для глобальной должно быть учтено, и это мы сделали с помощью MSR-метода. Полученная реконструкция обеспечивается коэффициентом корреляции $\rho = 0.89$ – он выше, чем у Свальгаарда и Клайвера (более высокого значения ρ , вероятно, требовать не приходится, поскольку мы учитываем не все факторы, когда рассматриваем связь $B_{IMF} \leftrightarrow IDV$).

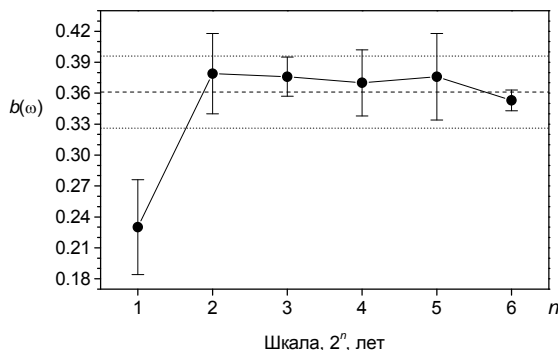


Рис. 12.25. Изменение значения переходного коэффициента формулы (12.26) в зависимости от временного масштаба (шкалы). Прерывистыми линиями показано соответствующее значение с доверительными интервалами, полученное в работе (Svalgaard and Cliver, 2005).

Для проверки принципов, лежащих в основе полученной реконструкции, произведём реконструкцию B_{IMF} по IDV с помощью DPS метода и сравним результаты. В качестве параметров разложения выберем лаг $\Delta = 3$ года (первый нуль автокорреляционной функции $IDV(t)$), число компонент псевдофазового пространства $n = 7$ (Наговицын, 2006). Полученная таким образом реконструкция совпадает с MSR – реконструкцией с $\rho = 0.97$, что, очевидно, говорит о непротиворечивости заложенной нами методологии. На рис. 12.26 приведена средняя MSR-DPS реконструкция для напряжённости межпланетного магнитного поля по IDV индексу.

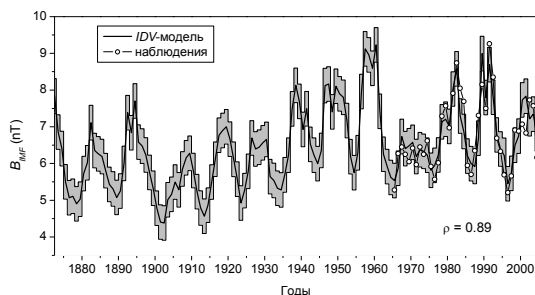


Рис. 12.26. Реконструкция изменения напряжённости ММП, полученная на основе IDV -индекса. Серые области здесь и далее – доверительные интервалы. В правом нижнем углу приведён коэффициент корреляции между моделью и наблюдениями.

Кроме упомянутого выше, в работе (Svalgaard and Cliver, 2005) с помощью опять же линейного соотношения ($\rho = 0.84$) построена зависимость между напряжённостью ММП и Цюрихским (Международным) числом Вольфа:

$$B_{IMF}(nT) = (4.62 \pm 0.16) + (0.272 \pm 0.015)R_Z^{1/2}, \quad (12.28)$$

которая, вместе с аналогичной для индекса Хойта-Шаттена (относительного числа групп пятен), позволяет продлить оценки значений B_{IMF} к началу телескопических наблюдений солнечной активности.

Перед тем, как провести обобщение формулы (12.28) в духе (12.26) и использовать возможности реконструкции B_{IMF} как функции солнечного магнитного поля, следует сказать несколько слов о рядах индексов солнечной активности.

Ранее в разделе 12.2.1 на основе подхода «первичных» индексов получены 400-летний ряд суммарной площади пятен A и (связанный с ним линейно) столь же длительный ряд суммарного пятенного магнитного потока Φ . Преимуществом A и Φ является то, что в отличие от используемых Свальгаардом и Клайвером чисел Вольфа и Хойта-Шаттена, они имеют ясный смысл в физическом контексте. Поэтому для продления ряда межпланетного магнитного поля на 400-летнюю шкалу будем использовать именно их. Учитывая, как и ранее, возможность дифференциального по частотам характера связей, запишем вместо (12.28):

$$B_{IMF}(\omega, t) = a(\omega) + b(\omega)A^{1/2}(\omega, t), \quad (12.29)$$

Далее применим MSR-метод. В качестве опорного ряда B_{IMF} на интервале 1965–2004 гг. выберем инструментальный ряд, а на интервале 1872–1964 гг. – версию, выведенную по ряду IDV выше. На рис. 12.27 приведено изменение коэффициента $b = b(\omega)$. Мы видим, что связь между B_{IMF} и пятенным потоком явно различается для временных масштабов порядка 11-летнего цикла и более длительных изменений. Следовательно, применение (12.29) вместо (12.28) является необходимым: гипотеза (12.28) не выполняется.

На рис. 12.28 приведена 400-летняя реконструкция ряда $B_{IMF}(t)$ по $A(t)$ (SMF-модель), полученная, как и в случае, разбираемом в предыдущем разделе, с помощью MSR и DPS подходов (DPS и MSR реконструкции и в данном случае коррелируют между собой с коэффициентом корреляции $\rho = 0.97$).

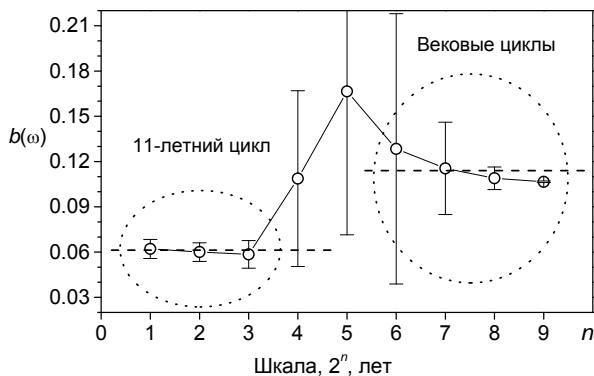


Рис. 12.27. Изменение значения переходного коэффициента формулы (12.26) в зависимости от временного масштаба (шкалы).

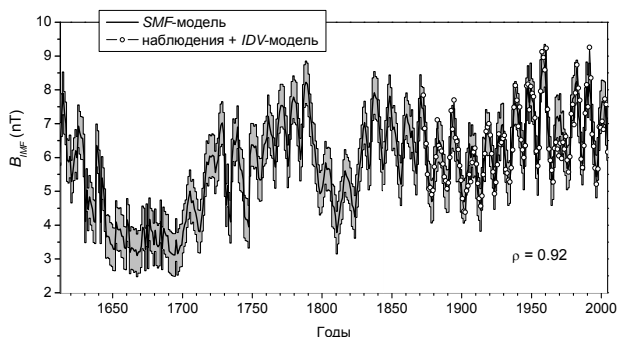


Рис. 12.28. Реконструкция поведения напряженности ММП для 400-летней шкалы (SMF-модель).

12.7. Открытый солнечный магнитный поток

В последнее время большую популярность в качестве физического параметра солнечного (и межпланетного) магнитного поля приобрёл так называемый открытый солнечный магнитный поток.

Заметим, что лишь относительно небольшая часть солнечных магнитных полей простирается в гелиосферу. Однако именно эти – «открытые» – магнитные конфигурации (конвенционно как раз и связываемые с понятием открытого магнитного потока) являются источниками формирования межпланетного маг-

нитного поля. Вариации открытого магнитного потока (ОМП) находят отражение в изменениях параметров ММП (Wang Y.-M. et al., 2000, 2002) и поэтому служат ещё одним фактором, влияющим на многие земные процессы. В частности, они являются одним из источников геомагнитных возмущений. А по некоторым оценкам (Lockwood, 2002), долговременные изменения ОМП могут оказывать и значимое воздействие на земной климат. Всё это подчеркивает важность задачи реконструкции величин ОМП в прошлом.

Информацию об открытом магнитном потоке можно извлечь из измерений солнечных крупномасштабных магнитных полей. К сожалению, систематические прямые наблюдения таких полей начали проводиться только во второй половине 20-го века. Поэтому для определения величины ОМП на столетия назад, как и в случае с полным пятенным магнитным потоком, используются различные реконструкции.

Одной из первых появилась реконструкция ОМП, выполненная М. Локвудом и коллегами (Lockwood et al., 1999) на основе данных об *aa*-индексе геомагнитной активности, ряд которого имеется, начиная с 1868 г. По её результатам был сделан вывод об удвоении ОМП за последние 100 лет, начиная с 1901 г. Этот вывод вызвал острые дискуссии (см. например, (Svalgaard and Cliver, 2005, 2007; Arge et al., 2002; Svalgaard et al., 2004)) и способствовал появлению других реконструкций ОМП. В последующих реконструкциях, выполненных на основе «исправленного» *aa*-индекса, а также других индексов геомагнитной активности (Rouillard et al., 2007) было показано, что увеличение ОМП на интервале 1903–1956 гг. составило от 73% до 87% в зависимости от модели.

Некоторые авторы (Solanki et al., 2002a,b; Balmaceda et al., 2007) применили другой подход. Они реконструировали ОМП, объединив в специальном уравнении (с учётом временных сдвигов) магнитные потоки пятенных и эфемерных активных областей. В результате оказалось, что полученный ими на основе реконструкции вековой тренд ОМП достаточно хорошо согласуется с результатом Локвуда.

Модель переноса магнитного потока была положена в основу реконструкции ОМП, представленной в работе (Wang Y.-M. et al., 2000, 2002, 2005). По этим результатам был сделан вывод о том, что вековой рост ОМП в 20-м веке немного медленнее, чем рост пятенного магнитного потока.

Еще одна реконструкция (Ivanov and Miletsky, 2004) была выполнена по данным о гармониках крупномасштабного магнитного поля, полученных в работе (Makarov et al., 2001b) из синоптических H_a карт за 1915–1989 гг.

Ниже представлена реконструкция Наговицына и др. (2008) поведения ОМП на 400-летней шкале на основе подхода, общего для реконструкций различных физических параметров космической погоды. Поскольку основная задача этого раздела – именно получение надежных данных, а не их обсуждение, мы не будем здесь развивать дискуссию о вековых тенденциях изменения ОМП, оставив это для отдельной статьи.

Вначале, следуя логике раздела 12.4, представим открытый магнитный поток в виде:

$$F_0 = F_{SP} + F_{LS}.$$

Первое слагаемое – та часть ОМП, которая связана с пятнами и активными областями, второе – с крупномасштабным полем. Теперь учтём, что, с одной стороны, вариации F_0 приводят к вариациям параметров ММП, в частности, его напряжённости B_{IMF} , а с другой, они обусловлены, соответственно, параметрами пятенной и крупномасштабной составляющих активности. Поэтому рабочую модель представим в виде

$$F_0 = B_{IMF}(aA + bA_{DO}^k) + c, \quad (12.30)$$

(здесь, как и выше, A – суммарная площадь пятен, A_{DO} – диполь-октупольный индекс). Определим значения параметров по методу наименьших квадратов с использованием временного интервала 1887–2003 гг. (т.е. для значений A_{DO} , полученных непосредственно из наблюдений) и оценим статистическую достоверность (12.30). Получаем коэффициент корреляции между моделью и наблюдаемыми данными $r = 0.93$ (при $k = 1.5$), т.е. весьма высокий (см. рис. 12.29).

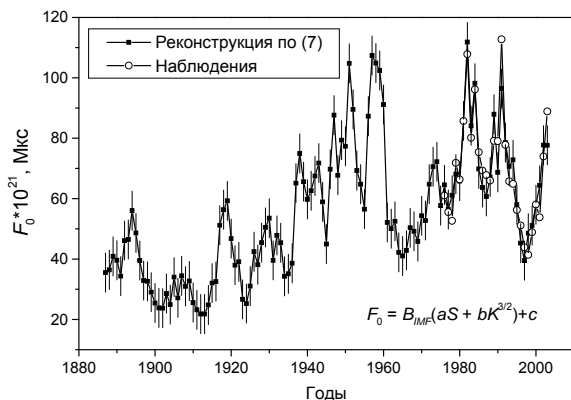


Рис. 12.29. Открытый магнитный поток Солнца для 1887–2003 гг.

Далее поступаем, исходя из идеологии DPS-метода разложения по псевдофазовому пространству (т.е., ещё раз повторим, эксплуатируя ту идею, что каждая наблюдаемая несёт в себе информацию обо всех параметрах конфигурационного пространства системы). Полученный результат представлен на рис. 12.30. Достаточно высокий коэффициент корреляции $r = 0.92$ между DPS-модельными величинами и данными рис. 12.29 для 1887–2003 гг. (при стандарте $\sigma = 2.3$) говорит о непротиворечивости процедуры.

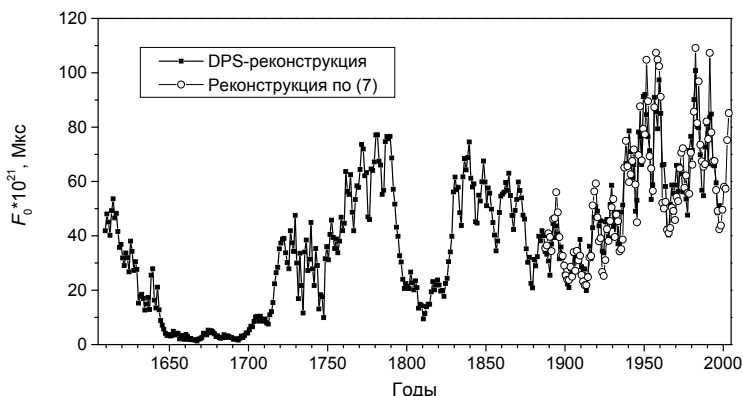


Рис. 12.30. Открытый магнитный поток Солнца для 400-летней шкалы.

Отметим, что полученная реконструкция ОМП на интервале 1700–2000 гг. достаточно хорошо согласуется с реконструкцией в работах (Solanki et al., 2002a,b; Balmaceda et al., 2007): различия составляют порядка 10% величины. Однако в Маундеровском минимуме реконструкция (Balmaceda et al., 2007) даёт практически нулевые значения ОМП, а приведённая на рис. 12.30 — низкие: порядка $(3 \pm 1) \times 10^{21}$ Мкс, но не нулевые. Это обстоятельство важно для дальнейших исследований.

Глава 13. СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ НА ТЫСЯЧЕЛЕТНЕЙ И СВЕРХТЫСЯЧЕЛЕТНЕЙ ВРЕМЕННЫХ ШКАЛАХ

Как мы уже отмечали ранее, на тысячелетней и сверхтысячелетней временных шкалах при описании солнечной активности мы можем рассчитывать только на косвенные источники данных – *proxies*.

13.1. Солнечная активность двух последних тысячелетий и Служба Солнца в Древнем и Средневековом Китае

13.1.1. Каталог Виттмана-Сю и данные о вариациях солнечной активности в далеком прошлом

Первые сводки пятен, видимых невооруженным глазом (до выхода каталога Стефенсона и Кларка (Clark and Stephenson, 1978)), были весьма скудны и, хотя и использовались для реконструкций активности, но, в основном, как дополнительный материал. Около 30 лет назад вышел новый каталог пятен, замеченных невооруженным глазом, – каталог Виттмана и Сю (Wittman and Xu, 1987), охватывающий промежуток времени более 18 веков и насчитывающий около двух с половиной сотен событий. В отдельные промежутки информационная насыщенность данными каталога Виттмана-Сю (KBC) доходит до 0.5–1 события в год. Подавляющее число использованных источников – восточные, главным образом, китайские, летописи. Читая выдержки из этих летописей, нельзя не удивляться регулярному и скрупулезному подходу китайских наблюдателей к изменениям, происходящим на Солнце, так что невольно напрашиваются слова “Служба Солнца”, вынесенные в название раздела 13.1. Обсуждению надёжности изучения солнечной активности по летописным источникам, подобным собранным в KBC, посвящено достаточно большое число работ (см., например, обзор в статье (Willis et al., 1996). Новым в работе Ю.А. Наговицына (2001), которой мы будем следовать в разделе 13.1, является следующее: а) сделана попытка максимально полно использовать всю информацию KBC, учитывая не только факт наблюдения пятен в таком-то году, но и собственно описание события в системе образов средневекового (древнего) наблюдателя; б) из KBC выведено несколько рядов, характеризующих различные стороны наблюдаемых явлений; в) полученные данные исследованы с помощью сравнительно новых математических методов,

адаптированных к конкретному типу информации, содержащейся в выведенных рядах (вейвлет-подход, бинарная статистика и т.п.); г) совместно с новыми рядами исследованы другие данные о солнечной активности на том же интервале времени, а именно, радиоуглеродные измерения, так чтобы имелась возможность взаимной проверки выводов о ходе солнечной активности в прошлом, начиная с 1 века нашей эры («принцип свидетелей»).

Привычный подход к статистическому анализу данных летописных источников, подобных записям о замеченных крупных пятнах, – простая фиксация дат записей (событий). Фактически, в таком случае мы можем корректно произвести только фазовый анализ, число зарегистрированных событий невелико, все они полагаются взаимно тождественными. Между тем кажется очевидным, что события типа “one spot” – “three spots”, “в день такой-то наблюдалось пятно” – “на Солнце десять дней наблюдались пятна” и т.п. должны быть параметризованы по-разному. С этой целью была произведена параметризация (фактически – взаимное взвешивание событий) каталога Виттмана-Сю на основе характера записей в летописях о каждом событии. Конечно, подобная процедура, основанная часто на интуитивных заключениях, не может быть до конца строгой. Однако о её правомерности и даже необходимости говорит тот факт, что уже качественное взвешивание ряда улучшает его интегральные статистические оценки по сравнению с исходным рядом для тождественных событий (Агемян, 1972). В разделе 13.1 проводится как фазовый, так и амплитудный анализ данных KBC в 0–1700 гг., следуя работе (Наговицын, 2001).

13.1.2. Временные ряды индексов солнечной активности на основе каталога Виттмана-Сю

Ниже рассматриваются 5 рядов (A–D) солнечной активности, полученных на основе каталога Виттмана-Сю.

А). Дихотомический ряд однородных событий WX_0 . Дихотомический ряд WX_0 был получен из KBC простым оцифровыванием: 1 – события наблюдались в данном году, 0 – не наблюдались.

Б). Количественный ряд однородных событий WX_N . Этот ряд фиксирует количество зарегистрированных в данном году событий (см. второй столбец табл. 13.1). Именно такие ряды обычно используют при амплитудно-частотном анализе исторической информации, рассматривая в качестве переменной сум-

Таблица 13.1. Ряды индексов солнечной активности на основе каталога Виттмана-Сю:

1 – Год; 2 – WX_N ; 3 – WX_C ; 4 – $WX_Q(R_0 = 7.5)$; 5 – $WX_Q(R_0 = 17.3)$; 6 – WX_T (сут).

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
15	1	25	-0.98	-0.50	1	840	1	160	0.00	0.00	391)	1371	6	259	-0.47	-0.22	1(13)2,130, 1(15),1
20	1	25	-0.98	-0.50	1	842	1	10	-0.73	-0.33	1	1372	5	65	-0.25	-0.12	1,1(36),1(43),1,1
187	1	30	0.98	-0.50	1	851	1	20	-0.17	-0.07	1	1373	3	45	0.16	0.07	2,1(24),1
188	1	140	0.96	-0.48	1	865	1	20	-0.96	-0.48	1	1374	1	15	0.00	0.00	1
240	1	30	0.00	0.00	1	875	1	20	0.00	0.00	1	1375	3	40	0.32	0.15	2(4),1,1
268	1	15	-0.17	-0.07	1	904	1	30	-0.96	-0.48	1	1376	1	10	-0.73	-0.33	1
296	1	140	0.00	0.00	(60)	926	1	20	-0.73	-0.33	1	1381	2	38	0.00	0.00	7,1
299	1	70	0.00	0.00	3	927	1	20	-0.98	-0.50	1	1382	2	39	-0.98	-0.50	3(13),1
300	1	25	0.45	0.12	1	947	1	20	-0.17	-0.07	1	1383	1	10	-0.73	-0.33	1
301	2	35	-0.05	-0.02	1,1	974	1	30	-0.98	-0.50	1	1387	1	15	-0.84	-0.40	1
302	1	20	-0.17	-0.07	1	1076	1	40	0.00	0.00	15	1402	1	10	0.45	0.20	1
304	1	20	-0.17	-0.07	1	1077	2	55	0.05	0.02	15,1	1511	1	20	0.19	0.08	1
308	1	20	-0.73	-0.33	1	1078	1	40	0.00	0.00	19	1518	1	10	-0.98	-0.50	1
311	1	20	-0.84	-0.40	1	1079	2	60	0.00	0.00	12,10	1520	1	60	-0.98	-0.50	1
320	1	15	-0.84	-0.40	1	1105	1	20	-0.17	-0.07	1	1556	1	20	-0.84	-0.40	1
321	1	15	-0.42	-0.18	1	1112	1	50	-0.42	-0.18	1	1562	1	20	0.00	0.00	3
322	1	15	0.45	0.20	1	1118	1	20	-0.17	-0.07	1	1566	1	25	-0.96	-0.48	6
329	1	15	-0.17	-0.07	1	1120	1	20	0.19	0.08	1	1567	1	45	-0.84	-0.40	1
342	2	33	-0.44	-0.22	1(18),5	1122	1	20	-0.73	-0.33	1	1569	1	25	0.00	0.00	10
352	1	35	0.00	0.00	5	1129	2	48	0.00	0.00	124	1590	2	35	-0.31	-0.14	12
354	1	40	0.45	0.20	1	1131	1	24	0.00	0.00	4	1593	1	35	-0.73	-0.33	3
355	1	40	-0.84	-0.40	1	1136	2	63	0.00	0.00	5,1	1597	1	15	0.19	0.08	1
359	1	20	0.45	0.20	1	1137	2	68	0.00	0.00	11,24	1603	1	45	-0.84	-0.40	1
369	1	15	0.45	0.20	1	1138	2	35	-0.63	-0.32	1,1	1604	1	20	0.86	0.41	2
370	1	20	-0.98	-0.50	1	1139	2	68	0.10	0.04	3,1	1607	1	15	-0.42	-0.18	1
372	1	15	-0.17	-0.07	1	1145	1	20	0.59	0.26	2	1608	1	20	-0.42	-0.18	1
373	1	20	-0.17	-0.07	1	1151	2	40	-0.84	-0.34	1(12),2	1613	1	25	-0.98	-0.50	1
374	1	40	-0.84	-0.40	1	1158	1	30	0.19	0.08	1	1616	2	55	0.93	0.46	30,1(30)
375	2	24	0.00	0.00	6	1160	3	54	0.00	0.00	3,1(4),1	1617	2	60	-0.50	-0.23	1,1
388	1	40	-0.84	-0.40	1	1171	2	40	0.66	0.30	1(28),1	1618	3	69	-0.30	-0.14	1(30),1(30),3
389	1	20	0.59	0.26	1	1183	1	15	-0.17	-0.07	2	1620	1	20	0.86	0.41	1
395	1	20	-0.17	-0.07	1	1185	6	100	-0.42	-0.21	1(2,18),1(4), 13,1(22),2,1	1621	2	35	0.32	0.16	1,1
400	1	10	-0.17	-0.07	1							1622	1	50	0.19	0.08	1
478	1	20	0.19	0.08	1	1186	2	24	0.00	0.00	5,1	1624	3	74	-0.11	-0.05	4(31),1(21),1
479	1	20	0.59	0.26	1	1193	1	25	0.00	0.00	10	1625	1	68	0.00	0.00	10
499	1	20	0.59	0.26	1	1200	2	44	0.00	0.00	1(8),6	1626	1	10	0.19	0.08	1
500	1	65	-0.96	-0.48	2	1201	2	50	-0.34	-0.16	2,1	1631	1	15	-0.96	-0.48	1
501	1	15	0.98	0.50	1	1202	2	50	0.38	0.19	1,13	1635	1	25	-0.96	-0.48	1
502	2	69	-0.68	-0.34	5,1	1204	2	44	-0.96	-0.48	3(19),1	1637	1	45	0.00	0.00	1
505	1	20	-0.73	-0.33	1	1205	1	20	-0.42	-0.18	1	1638	2	75	0.52	0.27	1,1
506	1	40	-0.84	-0.40	1	1238	1	10	-0.17	-0.07	1	1639	1	10	0.86	0.41	1
508	1	40	-0.73	-0.33	1	1258	1	20	0.98	0.50	2	1643	2	45	0.36	0.16	1(17),1
510	1	30	-0.98	-0.50	1	1275	1	15	-0.98	-0.50	1	1644	1	15	-0.42	-0.18	?
511	1	40	-0.17	-0.07	1	1276	2	40	-0.97	-0.49	1(30),1	1647	2	45	0.33	0.15	1,1
513	1	20	-0.84	-0.40	1	1278	1	20	0.98	0.50	1	1648	2	40	-0.80	-0.37	1,1
566	1	20	-0.84	-0.40	1	1356	1	15	-0.84	-0.40	2	1650	1	20	0.86	0.41	1
567	1	50	0.00	0.00	9	1361	1	15	-0.98	-0.50	1	1655	1	15	-0.84	-0.40	1
578	1	20	-0.73	-0.33	1	1362	1	15	0.86	0.41	1	1656	1	15	-0.73	-0.33	1
579	1	25	0.00	0.00	4	1365	2	60	0.00	0.00	1,?	1659	1	25	0.19	0.08	1
807	1	25	0.00	0.00	8	1368	2	240	0.00	0.00	??	1660	1	20	-0.42	-0.18	1
826	2	35	-0.42	-0.18	1(14),1	1370	8	193	-0.26	-0.12	3(31),7,1,2,1 (20),1(1327), 1(1527),1(13	1665	3	95	0.25	0.12	6,1,1
832	2	35	-0.56	-0.28	1(16),1							1666	1	20	0.98	0.50	2
837	1	20	-0.17	-0.07	1							1684	1	10	-0.98	-0.50	3

марное число (тождественных) событий, накопленное за некоторый промежуток времени.

В). Количественный ряд взаимно взвешенных событий WX_c . Подробное описание проведенной процедуры обработки КВС с целью выведения ряда, характеризующего уровень солнечной активности количественно, заняло бы слишком много места. Поэтому отметим только основные моменты. Отдельному наблюдению будем присваивать определенное число баллов в зависимости от характера информации в записи. Запись о наблюдении пятна будет давать 10 баллов, если оно названо (в переводе с оригинального на английский язык КВС) “*mole*” и 15, если “*spot*” или “*dot*”. Если далее написано “*as large as a plum*” либо “*...peach*” – 20; “*...melone*” – 30. Таким образом, мы полагаем, что к попытке сравнения с предметами привычной для наблюдавшего системы образов приводил особо крупный размер данного пятна. То же относится к сравнению наблюдаемых пятен с “*hens*”, “*birds*” и т.п. “*...eggs*”. В этих случаях присваивался вес 20. Сравнение наблюдаемых на Солнце форм с птицами (“*летающая ласточка*”, “*трехлапая сойка*” и т.п.), по нашему мнению, означает присутствие уже ряда групп с видимыми несколькими пятнами. Наконец, мы учли длительность наблюдения отдельных событий. С этой целью в зависимости от времени наблюдения первоначальная оценка умножалась на коэффициент: 1.2 – если событие наблюдалось 3–6 дней, 1.5 – от 7 до 13 дней, 2.0 – от 14 до 20 дней и т.д. Так мы учитывали сменяемость наблюдаемой активности Солнца из-за его вращения. Три события были отброшены, поскольку характер записи говорил, скорее всего, о метеорологических явлениях. В столбце 3 таблицы 13.1 приведены полученные значения.

Можно попытаться оценить однородность полученного ряда. Для этого рассмотрим изменение со временем усреднённого за большой интервал, например, за 100 лет, значения WX_c , приходящегося на одно наблюдение каталога

$$\rho WX_c^{100} = \frac{\sum_{i=1}^{100} WX_c(i)}{\sum_{i=1}^{100} WX_N(i)}. \quad (13.1)$$

В верхней части рис. 13.1 (черные кружки) приведён ход этой величины. Мы видим, что, начиная с 4-го века, ρWX_c^{100} не имеет значимого тренда (ср. с ходом суммированного за сто лет числа отдельных однородных событий WX_N^{100} на нижней панели рис. 13.1), а подвержена лишь незначительным флуктуациям около

среднего значения $\overline{\rho W X_C^{100}} = 24 \pm 6$. Природа этих флуктуаций, вероятно, связана с реальными изменениями среднего уровня солнечной активности. Действительно, если оценить среднегодовое число Вольфа за столетие R^{100} по данным реконструкции, описанной в разделе 13.1.3 (квадратики на рис. 13.1), то эта величина испытывает подобные флуктуации в те же годы. Линейное соотношение между шкалами величин описывается формулой

$$R^{100} = (1.1 \pm 0.3) \times \rho W X_C^{100} + (9 \pm 8) \approx \rho W X_C^{100} + 10, \quad (13.2)$$

однако вряд ли стоит его применять для калибровки отдельных значений $W X_C$, поскольку для интервала значений величин в целом связь между ними может быть нелинейной.

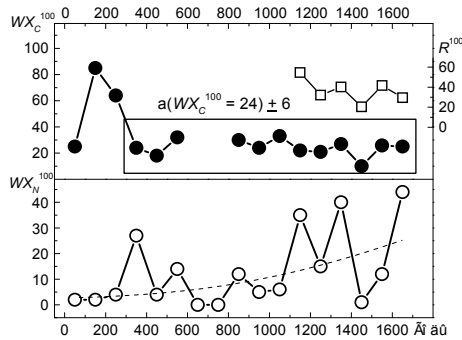


Рис. 13.1. Оценка однородности данных КВС.

Параметр $W X_N^{100}$ показывает типичный для хроникальной информации ход с понижением локального среднего и затуханием флуктуаций при перемещении по оси времени назад. В то же время, поскольку мы получили, что с 4 по 17 век среднее значение $\rho W X_C^{100}$, приходящееся на одно наблюдение каталога, подвержено лишь незначительным изменениям, рассеивание информации со временем в КВС, по-видимому, не носит избирательного характера, основывающегося, например, на удалении малозначительных событий. Характер рассеивания таков, что его естественно связать со случайной неселективной потерей информации со временем, и в этом смысле можно говорить об однородности индекса $W X_C$ в 4–17 веках.

Г). *Продолжительность наблюдений отдельных событий WX_T . Вращение Солнца.* На первый взгляд может показаться, что каталог, составленный по историческим хроникам, не может содержать достоверную информацию о таких характеристиках, как продолжительность жизни отдельных пятен и, тем более, вращение Солнца. Однако оказывается, что это не так. Построим гистограмму встречаемости продолжительности наблюдений отдельных событий WX_T , дополняя случаи, непосредственно фиксирующие наблюдение события в течение нескольких дней T , регистрациями, когда два соседних события, выступающие в каталоге как независимые (часто это просто наблюдения различных летописей), разделяются временным интервалом не более 1.5 оборотов Солнца (40 дней). Результат представлен на рис. 13.2а. Из его рассмотрения отметим следующее: а) подавляющее число событий NE приходится на $WX_T \leq 1^d$; б) события с $12^d < WX_T < 24^d$, образующие область локального повышения частот встречаемости, представляют собой артефакт подсчёта T , когда мы принимаем две различные активные области за одну; в) на значение $WX_T = 30 \div 31^d$ приходится локальный максимум гистограммы, соответствующий рекуррентным группам пятен.

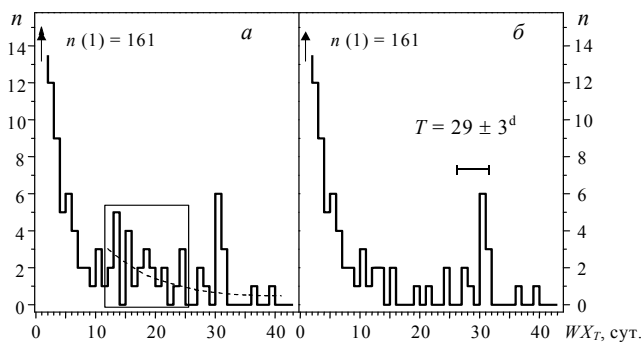


Рис. 13.2. Гистограмма встречаемости продолжительности наблюдений отдельных событий КВС.

Корректируя второе обстоятельство, оставим в статистике для $12^d < WX_T < 24^d$ лишь те события, длительность которых отмечена как таковая только самими наблюдателями (см. рис. 13.2б). В этом случае отклонения значений WX_T от локального среднего для $12^d < WX_T < 36^d$ составили 6σ для $WX_T = 30^d$

и 3σ для $WX_T = 31^d$. Тот факт, что пик, соответствующий рекуррентным группам, оказался равным $WX_T = 30 - 31^d$, а не, скажем, $WX_T = 26 - 28^d$ кажется естественным, поскольку рекуррентные пятна ввиду их больших размеров и времён жизни могут наблюдаться несколько дольше, чем ровно один оборот.

Д). *Гипотетическая вероятностная характеристика пространственной организации солнечной активности и ряд сезонного параметра WX_Q* . Мы знаем, что условия видимости отдельных солнечных образований неодинаковы в зависимости от сезона наблюдений (текущей гелиошироты Земли B_0). Так, количество полярных факелов – объектов с экстремально слабым контрастом и достаточно высокой гелиографической широтой, наблюдаемых, например, в северном полушарии Солнца в сентябре (угол $B_0 = +7^\circ$), может превышать в 3–4 раза их число, наблюденное в том же полушарии в марте того же года, когда $B_0 = -7^\circ$ (Sheeley, 1964). Солнечные пятна, замеченные невооруженным глазом, – это, конечно же, объект с предельно неблагоприятной видимостью, хотя и с другой широтной локализацией. Так в п. В) мы видели, что большая часть NE ($\approx 70\%$ – см. рис. 13.2б) наблюдалась только один день. Если не рассматривать погодные факторы, то это, в общем, должно означать, что перемещение замеченного пятна по диску Солнца всего на $13-14^\circ$ по долготе из-за суточного вращения переводит его с вероятностью $p \approx 0.7$ уже в разряд невидимых. Известно, что для интегрального излучения контраст тени пятна по отношению к окружающей фотосфере слабо изменяется в зависимости от его положения на видимом солнечном диске (Вальдмайер, 1950; Аллен, 1977). В то же время, в соответствии с результатами работы (Schaefer, 1993) для естественной идеализированной модели, телесный угол Ω_{spot} , занимаемый круглым пятном радиуса R_{spot} , связан с его гелиоцентрическим углом θ как

$$\Omega_{spot} = \pi R_{spot}^2 \cos \theta. \quad (13.3)$$

Таким образом, при фиксированном критическом Ω_{spot} для того, чтобы быть замеченным, пятно должно быть всё более крупным по мере удаления от центра видимого диска Солнца. Сформулируем вначале качественную гипотезу:

“Пятно каталога Виттмана-Сю, наблюденное в данном году в григорианском марте месяце и замеченное в течение только одного дня из-за условий видимости, связанных с отрицательным экстремумом гелиошироты Земли, с

большей вероятностью принадлежит к южной полусфере Солнца. Аналогичное пятно в григорианском сентябре – к северной полусфере”.

Это – предположение, и пока в его пользу трудно привести другие аргументы, чем изложенные выше соображения, из-за которых оно, собственно, и было сформулировано. Далее, с точностью до некоторых предположений и выбранных параметров мы можем рассчитать модель численной характеристики, имеющей смысл вероятной оценки N-S асимметрии солнечной активности. В рамках гипотезы представим, что функция видимости пятен, замеченных невооруженным глазом, с $WX_T = 1^d$ есть функция гелиоцентрического угла. Пусть радиус R_0 некоторой окружности с центром в центре видимого диска Солнца – средний предельный радиус видимости пятна. Поскольку основная доля пятен КВС наблюдалась только один день, $R_0 \sim 6 \div 7^\circ$. В первом приближении геометрическая задача может решаться как плоская. Вероятность того, что наблюденное пятно принадлежит N полусфере при угле B_0 , определяется как отношение площадей части окружности, расположенной к северу от экватора A_N ко всей окружности $A_N + A_S$

$$p = \frac{A_N}{A_N + A_S} = \frac{1}{\pi} \left(\arccos \left(\frac{B_0}{R_0} \right) - \frac{B_0}{R_0} \sqrt{R_0^2 - B_0^2} \right). \quad (13.4)$$

Понятно, что минимальный промежуток, для которого имеет смысл наше гипотетическое заключение, – 1 год. Функция видимости модулирует солнечную активность с помощью угла B_0 , “представляя” нам весной южную полусферу Солнца, а осенью – северную. Для дальнейших численных оценок важно принять, что для пятен с $WX_T > 1^d$ мы уже ничего не можем сказать о p и N-S асимметрии $q \equiv (N - S) / (N + S) = 2p - 1$ и должны положить $q = 0$ (их нахождение в N или S полусферах равновероятно). В формуле (13.4) есть свободный параметр R_0 . Для численных оценок выберем два его значения: $R_0 = 7.^\circ 5$ (этому соответствует значение $q \approx -1$ в марте и $q \approx +1$ в сентябре) и $R_0 = 17.^\circ 3$ (вероятность нахождения пятен в “благоприятной” и “неблагоприятной” полусферах в марте и сентябре соотносятся как 3:1). При вычислениях, имея в виду разницу между юлианским и григорианским календарями, мы привели юлианские даты КВС к григорианским. Далее, для различных месяцев рассчитывались p по (13.4), потом – q . В работе (Наговицын, 2001) эта величина обозначена WX_Q . Годовые оценки

сглаживались за 5 лет. Результаты приведены на правой верхней панели рис. 13.3.

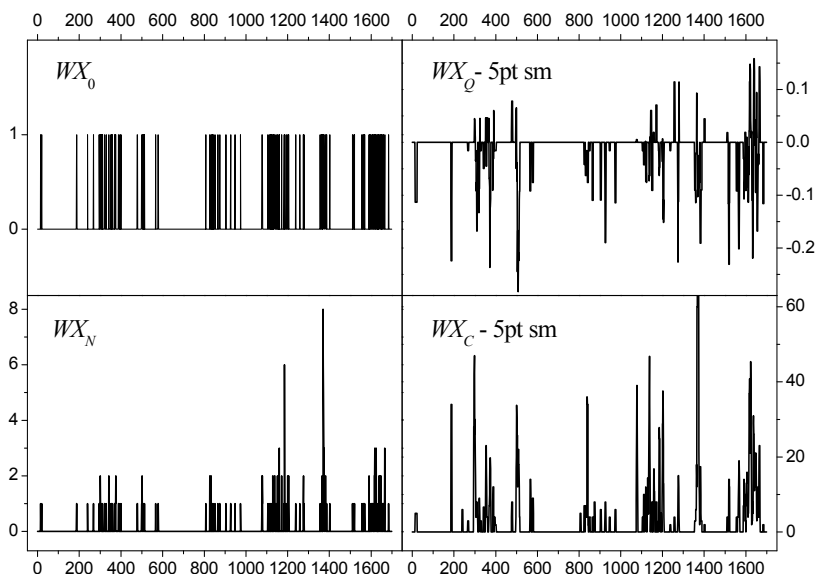


Рис. 13.3. Ряды индексов солнечной активности на основе KBC.

Таким образом, в этом разделе на базе каталога Виттмана-Сю мы получили несколько временных рядов индексов. Последний ряд “сезонного” индекса $WX_Q(t)$ требует особого рассмотрения, и в этой работе анализироваться не будет. Конечно, нельзя сбрасывать со счетов и климатические факторы, приводящие к сезонным эффектам видимости пятен (Willis et al., 1980) и, следовательно, вносящие свой вклад в WX_Q . Однако мы сочли возможным привести его значения в этой работе, хотя бы потому, что в известных нам работах предыдущие авторы достаточно категорично относили имеющуюся разницу количества наблюдений пятен невооруженным глазом в разные месяцы целиком за счёт климатических и погодных факторов, а, как представляется, это не совсем правильно. Все полученные данные о рядах А)–Д) приведены в табл. 13.1 и на рис. 13.3.

13.1.3. Анализ бинарного ряда однородных событий WX_0

(подход функции автоподобия)

Вначале при исследовании данных КВС рассмотрим бинарный ряд WX_0 с точки зрения подхода функции автоподобия, изложенного в (Наговицын, 2001). Были построены (см. рис. 13.4) функция автоподобия WX_0 (а), затем ее амплитудный спектр (б), а также амплитудный спектр вейвлет-компоненты $g(\tau)$, ответственной за частотную полосу вблизи 11-летнего цикла (в). Как мы видим, гармонический анализ каталога Виттмана-Сю с использованием функции авто-

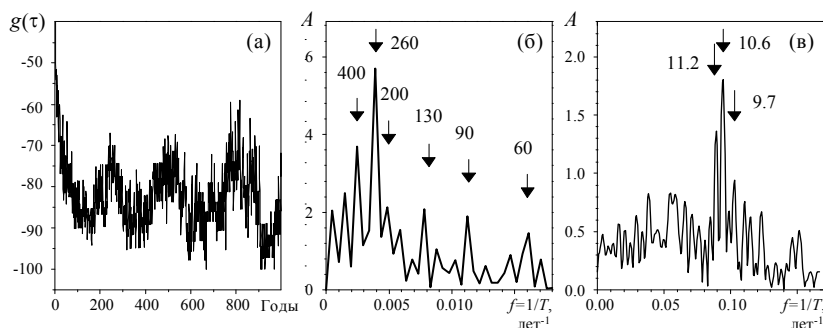


Рис. 13.4. Функция автоподобия WX_0 (а), ее амплитудный спектр (б) и амплитудный спектр в частотной полосе близ 11-летнего цикла (в). Значения периодов указаны в годах.

подобия (первоначально бинарная статистика событий) выявил следующие гармонические составляющие: 400 лет – цикл, описанный ранее другими исследователями (Schöve, 1955); 200 лет – цикл, отмечаемый в ряде работ по радиоуглероду; 60, 90, 130 лет – вековые циклы; 11-летний цикл (мультиплет 9.7, 10.6, 11.2 лет). Отметим, что цикл 260 лет, не выявляемый по другим данным, обусловлен, вероятно, распределением данных в КВС и не связан с физикой процесса.

13.1.4. Анализ количественного ряда $WX_C(t)$ (вейвлет-подход)

Поскольку солнечная активность представлена целым рядом различных квазипериодических компонент, для амплитудно-частотного анализа ряда $WX_C(t)$ взаимно взвешенных событий мы применили вейвлет-анализ, позволяющий корректно решать задачу полосовой фильтрации нестационарного ряда циклического типа.

Для оценки надёжности выводов, получаемых из анализа ряда WX_C , в работе (Наговицын, 2001) дополнительно использовался ряд концентрации радиоуглерода (Stuiver et al., 1986, 1998) со средней скважностью 20 лет на том же промежутке, что и ряд Виттмана-Сю. Этот ряд предварительно интерполировался с помощью глобального кубического сплайна на равноотстоящие узлы. Для корректирования запаздывания отклика концентрации радиоуглерода по отношению к солнечной активности ряд ^{14}C был предварительно сдвинут по оси абсцисс на 10 лет назад. После этого из него был вычтен кубический тренд. На рис. 13.5 (а) – (г) приведены ряды WX_C и ^{14}C (а), а также временные изменения их отдельных вейвлет-компонент. Использовался известный вещественный МНАТ-вейвлет (Астафьева, 1996).

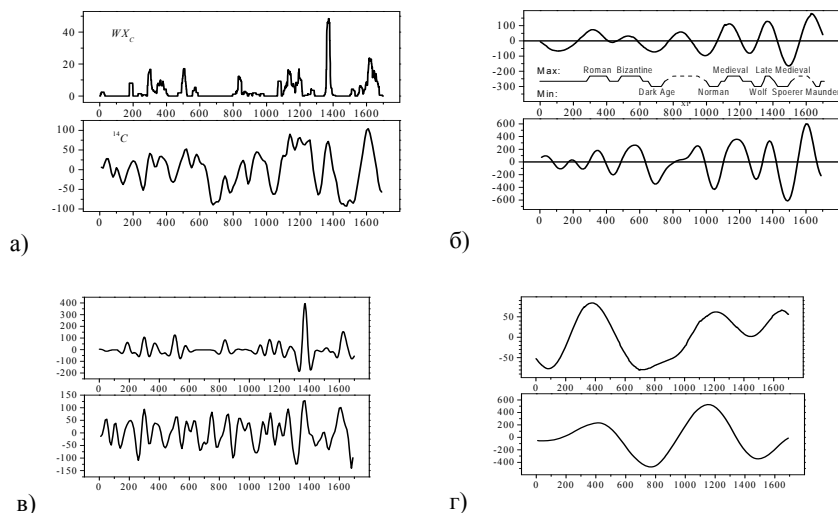


Рис. 13.5. Ряд WX_C взвешенных событий КВС (сверху) и ряд радиоуглерода (снизу) – (а); ~200-летние циклы и исторические глобальные максимумы и минимумы солнечной активности (б); вековые (в) и 800-летние циклы (г).

Мы видим, что ход компоненты с квазипериодами 200–250 лет достаточно хорошо согласуется у $WX_C(t)$ и $^{14}C(t)$, выявляя исторические максимумы и минимумы активности, найденные исследователями по косвенным данным: Римский, Византийский и др. (Schove, 1983a,b). Максимумы вековых циклов (в), выделяемые другой вейвлет-компонентой, также достаточно хорошо согласуются

по данным о пятнах, замеченных невооруженным глазом, и по радиоуглеродным данным. И наконец, на следующем рисунке (г) хорошо выявляется 800-летняя компонента, синфазная у обоих рядов. Заметим, что следующий максимум этого цикла соответствует 20–21 векам, т.е. нашему времени.

Остановимся более подробно на вековых циклах. В табл. 13.2 приведены оценки эпох их максимумов и минимумов, начиная с 1 века (нумерация – от начала н.э.), полученные из рассмотрения соответствующих данному временному масштабу вейвлет-компонент индекса WX_C каталога Виттмана-Сю – 2-я колонка, ряда Стюйвера $^{14}C(t)$ – 3-я колонка и нелинейной версии (Наговицын, 1997а) $R_{NV}(t)$ – 4-я колонка. Кроме того, в 5-й колонке приведены наиболее вероятные значения эпох, вычисленные как средневзвешенное двух первых вели-

Таблица 13.2. Эпохи экстремумов и продолжительность вековых циклов (в годах)
по различным данным.

№	$\max(WX_C)$ $\min(WX_C)$		$\max(^{14}C)$ $\min(^{14}C)$		$\max(R_{NV})$ $\min(R_{NV})$		$\max(\Sigma)$ $\min(\Sigma)$		$T_{\max}^{100}(\Sigma)$ $T_{\min}^{100}(\Sigma)$
1	–		50		–		50		–
2	–	–	110	80	–	–	110	80	60 65
3	185	150	210	140	–	–	195	145	85 120
4	300	265	300	260	–	–	300	265	105 70
5	370	330	370	340	–	–	370	335	70 120
6	505	460	520	440	–	–	510	455	140 90
7	575	540	580	550	–	–	575	545	65 65
8	–	610	630	610	–	–	630	610	55 60
9	–	–	750	670	–	–	750	670	120 125
10	840	800	860	780	–	–	845	795	95 90
11	925	880	930	890	–	–	925	885	80 85
12	975	–	1000	970	–	–	985	970	60 75
13	1070	1040	1090	1050	–	–	1080	1045	95 55
14	1135	1100	1140	1100	1125	–	1135	1100	55 70
15	1195	1170	1200	1170	1195	1165	1200	1170	65 55
16	1275	1230	1260	1220	1245	1215	1270	1225	70 100
17	1370	1330	1370	1310	1375	1330	1370	1325	100 95
18	1515	1410	1500	1440	1535	1425	1510	1420	140 145
19	1625	1580	1610	1530	1615	1575	1620	1565	110 115
20	–	–	1780	1680	1775	1665	1775	1680	155 145
21	–	–	–	–	1850	1810	1850	1810	75 100
22	–	–	–	–	1965	1910	1965	1910	115

чин (моменты $M(WX_c)$ взяты с удвоенным весом), а в шестой – продолжительности вековых циклов T^{100} , вычисленные как интервал между соседними максимумами и минимумами. На рис. 13.6 приведена гистограмма линейных частот $f = 100/T^{100}$ [лет⁻¹], соответствующих локальным периодам вековых циклов с №№ 1–22. Среднее значение составило $T_{cp}^{100} = 90 \pm 30$ лет, в соответствии с предыдущими исследованиями (Витинский и др., 1986а). Однако на рисунке можно также заметить отличие формы гистограммы от одномодального гауссовского (пунктир) распределения. По-видимому, существуют две группы вековых циклов с продолжительностями около 110 и 70 лет. Эти величины находятся в

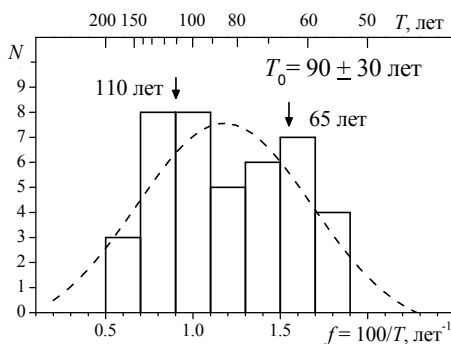


Рис. 13.6. Гистограмма длительностей вековых циклов от начала нашей эры до настоящего времени.

удовлетворительном согласии с полученными выше по бинарной статистике одного только ряда WX_0 значениями $T = 60, 90$ и 130 лет (см. также (Schove, 1983a,b)). Идея о том, что квазистолетний цикл представлен двумя частотными компонентами, получила дальнейшее развитие в работах (Ogurtsov et al., 2002a,b; Nagovitsyn et al., 2004).

13.1.5. Выводы

Таким образом, в разделе 13.1 произведена параметризация основной информации, содержащейся в каталоге Виттмана-Сю пятен, замеченных невооруженным глазом по летописным материалам. Предложены подходы к дальнейшей обработке данных и приведены первые результаты. Хотелось бы отметить следующее.

- Каталог Виттмана-Сю содержит информацию, гораздо более обширную, чем это иногда полагают. По насыщенности данными он по ряду параметров сравним с радиоуглеродными измерениями, а по некоторым (оценки – пусть грубые – периода вращения Солнца, вероятностных параметров пространственной организации активности, фиксация отдельных событий внутри года) даже превышает их.
- Подход функции автоподобия, в особенности в комбинации с другими методами, весьма эффективен при наличии бинарной статистики временных рядов.
- Исторические глобальные максимумы и минимумы объективно выявляются на основе информации каталога Виттмана-Сю и радиоуглеродного ряда Стюйвера с помощью вейвлет-подхода.
- В данных каталога Виттмана-Сю присутствует 11-летний цикл, проявляющий себя как мультиплет 9.7, 10.6, 11.2 лет, так что предположение Шоува о том, что каждое столетие содержит ровно девять 11-летних циклов (т.е. средняя продолжительность цикла составляет 11.1 года), по-видимому, недостаточно обоснованно.
- По данным КВС выявляются также 800-летний, 400-летний и вековые циклы солнечной активности.
- Продолжительность векового цикла солнечной активности для времени с начала нашей эры составляет, в соответствии с предыдущими исследованиями, в среднем 90 лет. В то же время, имеет место мультиплетная структура векового цикла с локальными максимумами 60–70 и 110–130 лет.

В конце заметим, что основная задача раздела состояла в получении количественных данных из описательной, нарративной информации о пятнах, замеченных в прошлом невооруженным глазом. Поскольку подобные задачи нередки при использовании и другой исторической информации, представляется, что подходы и методы проведенного исследования будут полезны и там.

13.2. Нелинейная математическая модель солнечной цикличности на тысячелетней временной шкале

13.2.1. А ω -портрет нелинейного процесса (подход Крылова-Боголюбова)

Важной характеристикой и инструментом для изучения нелинейных колебательных процессов является их нестационарная амплитудно-частотная зависимость $A(t)$ vs $\omega(t)$ или просто $A = A(\omega)$ – нелинейный аналог спектра мощности

линейных процессов. В достаточно общей постановке задачи (Боголюбов и Митропольский, 1958) уравнение колебаний системы с одной степенью свободы может быть представлено в виде

$$\ddot{x} + \beta x = \varepsilon f(\nu t, x, \dot{x}), \quad (13.5)$$

где ε – достаточно малый параметр, f – периодическая по νt функция с периодом 2π .

Для уравнений конкретных динамических систем вида (13.5) подход Крылова-Боголюбова, часто называемый “методами усреднения”, позволяет получить типичную для данного процесса зависимость $A(\omega)$, представляющую, кстати говоря, не обязательно однозначную по ω функцию, так что можно говорить о некотором преобразовании \tilde{P} , в результате которого мы имеем

$$(5.5) \xrightarrow{\tilde{P}} A(\omega). \quad (13.6)$$

Специфичность такого $A\omega$ -портрета позволяет использовать его в диагностических целях, когда изначально из эксперимента нам известна только временная реализация процесса, а физические характеристики системы не известны. Так, для примера на рис. 13.7 приведены $A\omega$ -портреты для уравнения нелинейных, вообще говоря, неавтономных колебаний диссипативного осциллятора в различных физических конфигурациях, определяемых коэффициентами $\alpha \div \varepsilon$.

$$\ddot{x} + \alpha \dot{x} + \beta x + \gamma x^2 + \delta x^3 = \varepsilon \sin \nu t. \quad (13.7)$$

Уравнение (13.7) весьма прозрачно выражает смысл понятия “слабая нелинейность”: $\beta x + \gamma x^2 + \delta x^3$ – первые члены в разложении восстанавливающей силы $F(x)$ в ряд Маклорена, так что при $\gamma = \delta = 0$ мы имеем линейные колебания с собственной частотой $\omega = \sqrt{\beta}$, при $\delta = 0$ восстанавливающая сила имеет слабую несимметричную нелинейность, при $\gamma = 0$ – симметричную нелинейность. Член $\alpha \dot{x}$ характеризует слабое демпфирование (при разложении скорости, от которой зависит диссипация, оставлен только первый член разложения), $\varepsilon \sin \nu t$ описывает основную моду внешней возмущающей силы.

Рис. 13.7 (а–в) иллюстрирует свободные колебания: (а) – линейные, (б) – нелинейные с жесткой и (в) – с мягкой характеристиками симметричной восстанавливающей силы. Случаи (г–е) соответствуют неавтономным консервативным системам с теми же скелетными характеристиками (пунктир), что и для

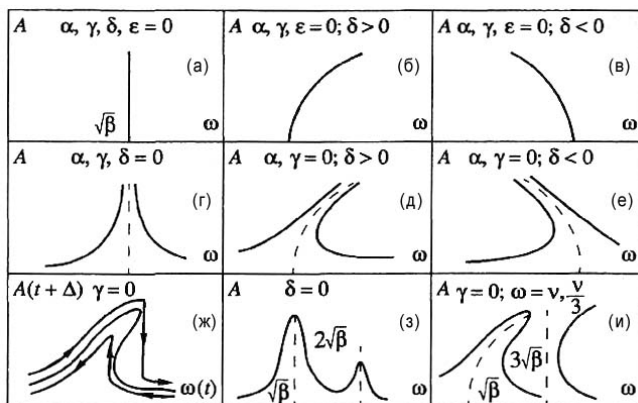


Рис. 13.7. Амплитудно-частотные портреты колебаний для уравнения (13.7).

(а–в); (ж) иллюстрирует диссипативные эффекты и явление “гистерезиса”: различие в форме зависимости $A = A(\omega)$ при возрастании и при убывании частоты внешней силы. На рис. 13.7 (з) показаны колебания, развивающиеся в неавтономной диссипативной системе с несимметричной $F(x)$, а на рис 13.7 (и) – субгармонические колебания в жёсткой системе с кубической нелинейностью.

Ниже мы будем рассматривать квазиколебательные процессы солнечной цикличности, описываемые по предположению нелинейным уравнением достаточно общего типа (13.5)–(13.7) и допускающие описание в виде $A(t)$ vs $\omega(t)$, интерпретируемое в рамках подхода методов усреднения.

13.2.2. Задача и метод исследования

Современные количественные представления о солнечной активности на больших временах базируются, главным образом, на исследованиях ряда чисел Вольфа $R(t)$ с 1700 г. и ряда Хойта-Шаттена с 1610 г. До 1610 г. имеются только данные, основанные на косвенных или на недостаточно надёжных индексах (полярные сияния, радиоуглерод, пятна, видимые невооружённым глазом). Д. Шоув (Schove, 1955) на основе комплексного рассмотрения имеющихся данных нашёл моменты экстремумов 11-летних циклов и качественно оценил величину их максимумов на большом временном интервале (более 2000 лет).

В разделе 13.2 на основе работы (Наговицын, 1997а):

а) по ряду чисел Вольфа за 1700–1990 гг. определяется вид зависимости $A = A(\omega)$ для основной и других коротких мод солнечной цикличности;

б) по данным Шоува находится функция $\omega(t)$ для основной моды на интервале 1100–1700 гг. и с помощью зависимости $A = A(\omega)$ в пункте (а) вычисляются соответствующие амплитуды;

в) с помощью данных, полученных в пункте (б), находятся $\omega(t)$ и $A(t)$ для других мод цикличности и строится общий $A\omega$ -портрет;

г) производится синтез полученных данных для интервала 1100–1700 гг. и вычисляются значения чисел Вольфа в экстремумах соответствующих 11-летних циклов;

д) с помощью регрессий в близэкстремальные годы и сплайн-интерполяции оцениваются среднегодовые значения $R(t)$ для 1100–1700 гг.;

е) производится тестирование полученного ряда и находятся оценки ошибок определения среднегодовых чисел Вольфа и моментов экстремумов 11-летних циклов до 1700 г.

ж) на всем интервале 1100–1995 гг. рассматривается корреляционное правило Гневывшева-Оля.

Таким образом, основные задачи этого раздела видятся в составлении $A\omega$ -портрета процесса солнечной цикличности, который в дальнейшем, вероятно, сможет прояснить детали её природы, и в реконструкции ряда среднегодовых значений чисел Вольфа в 1100–1700 гг.

13.2.3. Вычислительная процедура

В нашем рассмотрении, в предположении достаточно слабой нелинейности процесса, $R(t)$ представляется в виде:

$$R(t) = \sum_i A_i(t) \sin(\omega_i(t)t + \psi_i(t)) \rightarrow \{A_i, \omega_i, \psi_i\}, \quad (13.8)$$

где ω_i принадлежит некоторому интервалу $\Omega = (\omega_i - \Delta\omega_i, \omega_i + \Delta\omega_i)$.

Последовательность проведения оценок A_i, ω_i, ψ_i следующая.

Шаг 1 (основная мода):

$$R(t) = A_1(t) \sin(\omega_1(t)t + \psi_1(t)) + R_2(t), \quad \omega_1(t) \in \Omega_1. \quad (13.9)$$

Шаг 2:

$$R_2(t) = A_2(t) \sin(\omega_2(t)t + \psi_2(t)) + R_3(t), \quad \omega_2(t) \in \Omega_2 \setminus \Omega_1. \quad (13.10)$$

Шаг i :

$$R_i(t) = A_i(t) \sin(\omega_i(t)t + \psi_i(t)), \quad \omega_i(t) \in \Omega_i \setminus \Omega_{i-1}. \quad (13.11)$$

Процедура заканчивается, когда $\omega_i \approx \frac{2\pi}{T}$, где T – длина рассматриваемой реализации.

На шаге 1 мы стоим перед выбором, какую моду считать основной: 11-летнюю традиционного ряда $R(t)$ или 22-летнюю альтернированного знакопеременного (иногда называемого хэйловским или магнитным) ряда. Не углубляясь в теоретические предпосылки большей обоснованности выбора, заметим, что для нашей процедуры более логично рассматривать знакопеременный ряд $R(t)$ в силу лучшей сходимости к нулю невязок на i -м шаге: $|R_i(t)| < \delta_i \xrightarrow{i \rightarrow \infty} 0$.

Для оценок текущих значений $\omega(t)$ и $A(t)$ основной моды в (13.9)–(13.11) была предложена следующая простая рекуррентная процедура, параметризующая процесс $R(t)$ в смысле (13.8)–(13.11). Эта процедура сводится к анализу экстремумов функций $R(t)$, $R_2(t)$, $R_3(t)$, ..., $R_i(t)$. Пусть $R(t_j)$, $R(T_j)$, – значения R в последовательных экстремумах (минимумах t_j и максимумах T_j) знакопеременных 11-летних циклов (см. рис. 13.8).

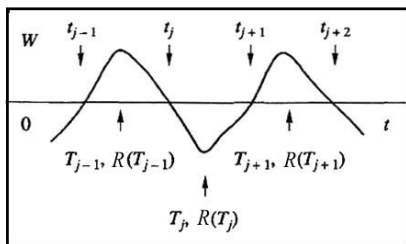


Рис. 13.8. Обозначения экстремумов 22-летних циклов.

Оценим текущие частоты

$$\omega(T_j) = 2\pi / (T_{j+1} - T_j), \quad \omega(t_j) = 2\pi / (t_{j+1} - t_j), \quad (13.12)$$

амплитуды

$$A(T_j) = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{R(T_{j+1}) + R(T_{j-1})}{2} \right| + |R(T_j)| \right), \quad A(t_j) = \frac{1}{2} |R(T_j) - R(T_{j-1})| \quad (13.13)$$

и медленную компоненту

$$R_2(T_j) = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{R(T_{j+1}) + R(T_{j-1})}{2} \right| + R(T_j) \right), \quad R_2(t_j) = \frac{1}{2} (R(T_j) + R(T_{j-1})). \quad (13.14)$$

Далее, $R_2(t_j, T_j)$ интерполируется на равноотстоящие узлы (мы это делаем с помощью глобального кубического сплайна), у $R_2(t)$ отыскиваются экстремумы, и к ним также применяются оценки (13.12)–(13.14). Проводя эту процедуру несколько раз, мы исчерпываем длину реализации, получая пары $\omega_i(t)$ и $A_i(t)$, которые могут быть далее использованы для построения амплитудно-частотного портрета в смысле Крылова-Боголюбова.

Интересно, что данная процедура весьма напоминает метод разложения по эмпирическим модам EMD (Empirical Mode Decomposition) (Huang et al., 1998), предложенный год спустя после выхода работы (Наговицын, 1997а). Причём, оценки локальных частот в форме (13.12) кажутся более логичными, чем применение (глобального) преобразования Гильберта в работе (Huang et al., 1998).

13.2.4. Анализ ряда чисел Вольфа

На рис. 13.9 представлен временной ход функций $\omega_1(t)$, $A_1(t)$, $R_2(t)$ для основной моды, интерполированных на равноотстоящие узлы.

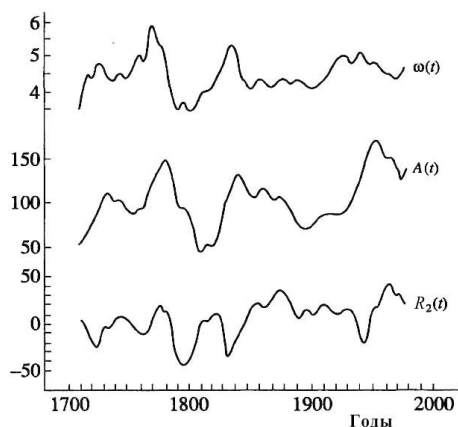


Рис. 13.9. Функции $A(t)$, $\omega(t)$, $R(t)$ для основной моды солнечной цикличности на интервале 1700–1995 гг.

Обращает на себя внимание корреляция $\omega_1(t)$, $A_1(t)$ с временным сдвигом $\Delta \approx 11/2$ лет. Происхождение этого сдвига естественно связать с демпфированием в системе (Ландау и Лифшиц, 1973) (см. рис. 13.7).

Построим зависимость $A(t + \Delta)$ vs $\omega(t)$ для данных рис. 13.9 – черные кружки на рис. 13.10.

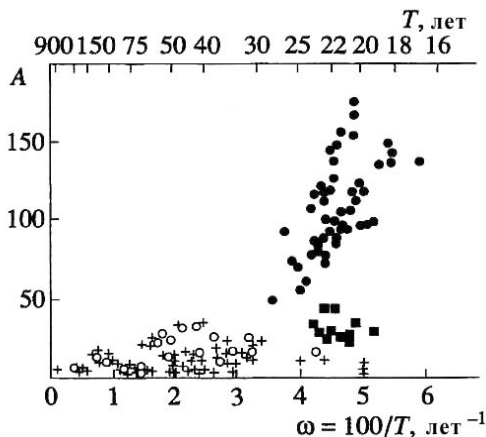


Рис. 13.10. Амплитудно-частотный портрет солнечной цикличности.

Мы видим, что определенная зависимость $A = A(\omega)$ существует, но она не однозначна. Это, кстати, находится в согласии с исследованиями Г.В. Куклина (Kuklin, 1986) и других авторов о связях длин ветвей роста 11-летних циклов с величиной их максимумов. На рис. 13.10 (черные кружки) отчетливо выделяются две зависимости $A = A(\omega)$ для основной моды.

Данные по радиоуглероду, полярным сияниям и др. определённо свидетельствуют о том, что солнечная активность периодически находится в режиме аномально низких амплитуд (исторические минимумы Маундера, Шпёрера, Вольфа и т.д. (Schove, 1983a,b; Эдди, 1980)). Для выяснения вида зависимости в такие эпохи мы использовали данные (Schove, 1979, 1983a,b) за 1650–1700 гг. с оценками значений максимумов 11-летних циклов (рис. 13.10, черные квадратики).

13.2.5. Анализ ряда Шоува, 1100–1700 гг.

Как уже отмечалось, Д. Шоув (Schove, 1955) приводит данные об экстремумах 11-летних циклов (моментах их максимумов и минимумов), а также качественные оценки R в максимумах циклов за длительный промежуток времени. Данные о моментах экстремумов неоднократно использовались в литературе для задач реконструкции активности в прошлом с помощью различных алгоритмов (Чистяков, 1985; Kuklin, 1986; Копецкий, 1991, 1992), поскольку временные па-

параметры циклов Шоува, по-видимому, могут считаться достаточно надёжными, а амплитудные – нет. Предполагая, что характер системы, описывающей солнечную активность, неизменен на больших временах, восстановим амплитудные параметры циклов, опираясь на зависимость рис. 13.10 и данные о $\omega(t)$, которые вычислим из сводки в работе (Schove, 1983a).

Предварительно заметим, что, вероятно, оценки максимумов у Шоува обладают большей достоверностью, чем моменты минимумов. Поэтому при вычислении текущих значений частот $\omega(t)$ скорректируем это обстоятельство с помощью взвешивания. При обозначениях как на рис. 13.8:

$$\omega(t_j) = \frac{2}{5} \frac{2\pi}{T_j - T_{j-2}} + \frac{1}{5} \frac{2\pi}{t_{j+1} - t_{j-1}} + \frac{2}{5} \frac{2\pi}{T_{j+1} - T_{j-1}}, \quad (13.15)$$

$$\omega(T_j) = \frac{1}{4} \frac{2\pi}{t_{j+1} - t_{j-1}} + \frac{2}{4} \frac{2\pi}{T_{j+1} - T_{j-1}} + \frac{1}{4} \frac{2\pi}{t_{j+2} - t_j}. \quad (13.16)$$

Далее, практическое осуществление процедуры восстановления амплитудных характеристик 22-летних циклов таково. По качественным оценкам R_{\max} , данным Д. Шоувом, находим первоначально $A^*(t_k), R_2^*(t_k)$ ($t_k: t_1, T_1, t_2, T_2, \dots, t_j, T_j$), используя (13.13), (13.14). Затем по $\omega(t_k)$ из рис. 13.10 вычисляем новые $A^{**}(t_k)$ и масштабные коэффициенты $m_k = A^{**}(t_k) / A^*(t_k)$. По ряду m_k , сглаживая пять соседних точек, определяем

$$\overline{m_k} = \overline{\{A^{**}(t_k) / A^*(t_k)\}_5}, \quad (13.17)$$

$$A(t_k) = \overline{m_k} A^*(t_k), \quad (13.18)$$

$$R_2(t_k) = \overline{m_k} R_2^*(t_k). \quad (13.19)$$

Две последние величины и считаем оценками $A(t)$ и $R_2(t)$ для основной моды в (13.9). Далее проводится процедура (13.9)–(13.11) для более низкочастотных мод.

Рис. 13.10 иллюстрирует зависимость $A = A(\omega)$ для всего рассмотренного интервала времени. Данные о циклах с продолжительностью более 22 лет нанесены для интервала 1700–1990 гг. светлыми кружками, для интервала 1100–1700 гг. – крестиками.

13.2.6. Качественная модель процесса солнечной цикличности и уравнение Дуффинга

В результате нашего анализа выделяются следующие моды солнечной цикличности (см. также (Витинский и др., 1986a):

18–26 лет (основная мода), $R_r(t)$;

30–70 лет (цикл промежуточной длительности), $R_m(t)$;

60–140 лет (вековой цикл), $R_s(t)$ ($\omega_s(t)$, $A_s(t)$ показаны на рис. 13.11);

180–300 лет (сверхвековой цикл), $R_d(t)$ (см. рис. 13.11);

≈ 1000 лет (длинный цикл), $R_L(t)$ (см. там же).

На рис. 13.10 и 13.11 обращает на себя внимание то обстоятельство, что амплитуды и векового, и сверхвекового циклов увеличиваются с увеличением продолжительности отдельных циклов, т.е. картина обратная той, к которой мы привыкли для 11-летних циклов. Таким образом, получает своё подтверждение вывод Б.М. Рубашева (1964), сделанный по ограниченным данным и основанный

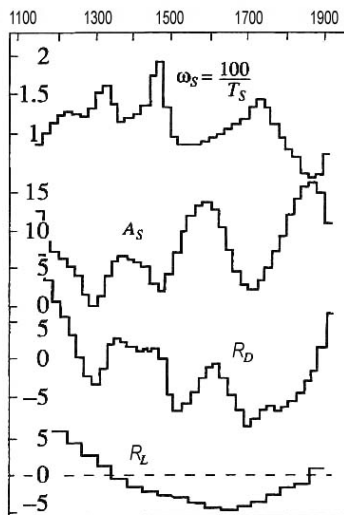
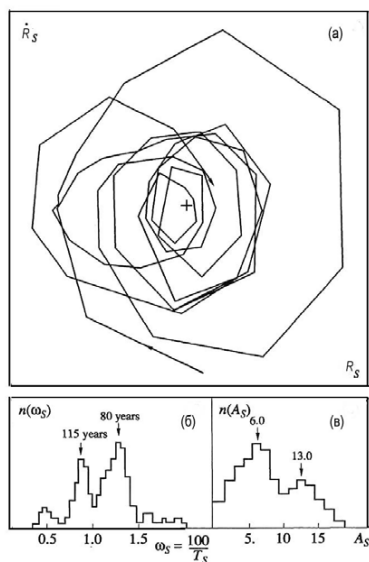


Рис. 13.11. Временной ход параметров длительных циклов солнечной активности.

на невысокой корреляции (строго говоря, в этом выводе фигурировали ветви роста). Зависимость $A = A(\omega)$ для вековых циклов, фиксируемая рис. 13.10, весьма чёткая и однозначная. Дополнительное исследование фазовой диаграммы R_s vs \dot{R}_s и гистограмм встречаемости отдельных значений ω_s и A_s показало,

что вековой цикл состоит, по крайней мере, из двух мод: цикл со средней продолжительностью $\bar{T}_s(I) = 80$ лет и средней амплитудой $\bar{A}_s(I) = 6.0$ ед. чисел Вольфа и цикл с $\bar{T}_s(II) = 115$ лет и $\bar{A}_s(II) = 13.0$ (см. рис. 13.12).

Рис. 13.12. Вековая компонента солнечной активности: а) – фазовая $\{R_s, \dot{R}_s\}$ диаграмма; б) – распределение R_s по частотам; в) – распределение R_s по амплитудам.



Зависимость $A = A(\omega)$ на рис. 13.10 в целом допускает следующую качественную интерпретацию. Процесс солнечной активности обязан своим происхождением двум физически разделённым нелинейным колебательным системам. Первая – автономная колебательная система, описываемая уравнением типа (13.7) с $\varepsilon = 0$, с мягкой характеристикой восстанавливающей силы, с основным периодом $T = 60$ –140 лет (вековой цикл), образует два локально устойчивых цикла $T = 80$ и $T = 115$ лет. Уравнение (13.7) с $\varepsilon = 0$, кроме колебаний на основных частотах, генерирует комбинационные колебания, развивающиеся, в частности, в частотных интервалах гармоник основных частот (Ландау и Лифшиц, 1973). Получающийся в результате спектр состоит из частотных окон, возмущающих вторую нелинейную колебательную систему типа (13.7), $\varepsilon \neq 0$, естественно, с другими коэффициентами $\alpha \div \delta$, имеющую собственные частоты (точнее скелетную характеристику, поскольку колебания – нелинейные) вблизи частот 22-летнего цикла, что в результате образует характерную картину нелинейного

резонанса (см. рис. 13.7д, 13.10) с уже жёсткой скелетной характеристикой восстанавливающей силы. При этом “раздваивание” кривых на рис. 13.10 естественным образом связывается с существованием двух локально устойчивых циклов у вековой вариации, создающих в (13.7) два семейства амплитуд возмущений на резонирующую систему ε_1 и ε_2 .

Не останавливаясь на физических конкретизациях предложенной математической модели, вернёмся к практическим вопросам.

13.2.7. Реконструкция ряда среднегодовых значений чисел Вольфа в 1100–1700 гг.

Сразу оговоримся, что предлагаемый ряд не может претендовать на высокую достоверность отдельных значений, а лишь интерполирует ход солнечной активности в промежутках между экстремумами, вычисленными по процедуре, описанной выше.

Из данных за период 1700–1990 гг. известно, что существует достаточно тесная линейная корреляция между числом Вольфа в максимуме $R(M)$ и $R(n)$ в соседние годы, $n = M - 1, M + 1, M + 2, M + 3$. К сожалению, нельзя разделить эти годы в зависимости от чётности циклов, поскольку мы не можем быть уверены в сохранении таких “правил чётности” при экстраполяции на более ранние времена. Таким образом, остановимся на универсальных зависимостях $R(n)$ от $R(M)$. После проведения оценок $R(M - 1)$, $R(M + 1)$, $R(M + 2)$, $R(M + 3)$ значения недостающих лет были проинтерполированы глобальным кубическим сплайном.

Далее, поскольку традиционным и естественно наблюдаемым является представление солнечной активности в виде 11-летних $R_{11}(t)$, а не 22-летних $R_{22}(t)$ циклов, для всех лет, кроме моментов минимумов 11-летних циклов, было принято $R_{11}(t) = |R_{22}(t)|$. Значения в минимумах $R(m)$ были оценены из зависимости $R(m)$ от $R(m - 2)$, полученной по ряду 1700–1990 гг.

На рис. 13.13 приведён полученный ряд чисел Вольфа за 1100–1700 гг. вместе с рядом после 1700 г. См. также табл. 13.3.

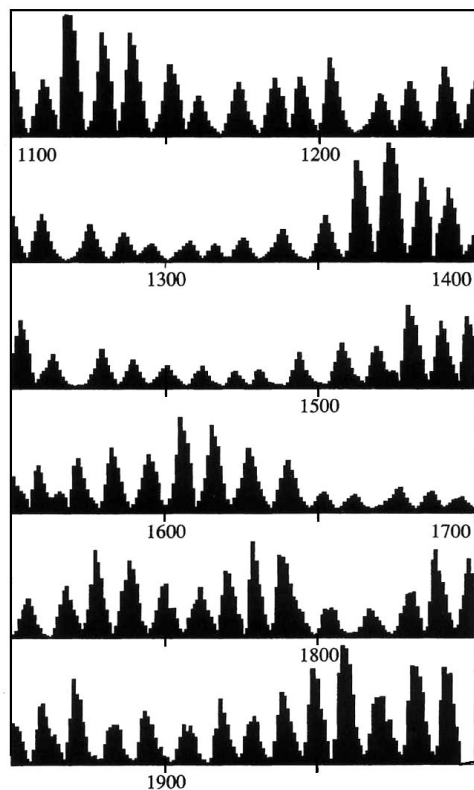


Рис. 13.13. Среднегодовые числа Вольфа в 1100–1995 гг.

13.2.8. Оценки ошибок

Для тестирования полученного ряда на внутреннюю согласованность мы построили две экспериментальные зависимости.

Первая – зависимость между длиной ветви роста и высотой максимума 11-летнего цикла (Вальдмайер, 1950). Из невязок между значениями для интервалов 1700–1990 и 1100–1700 гг. мы определили среднее значение ошибки в определении эпох экстремумов ряда $R(t)$ в 1100–1700 гг. $\sigma_t = \pm 0.7$ года.

Вторая – зависимость, предложенная Ю.М. Слоним (1984), между значениями числа Вольфа в максимуме 11-летнего цикла и R на ветви спада предыдущего цикла $R(M-9)$. По соответствующим невязкам была получена оценка ошибок среднегодовых значений $R(t)$ как $\sigma_R = \pm 30\% R(t)$.

Для строгости отметим, что хотя зависимость Вальдмайера и имеет дело с 11-летними, а не с 22-летними циклами, как в процедуре, проиллюстрированной на рис. 13.10, и рассматривает только одну моду цикличности, все же она не может рассматриваться вполне независимой по сути от процедуры выведения ряда $R(t)$ на основе зависимости $A = A(\omega)$. Поэтому оценка $\sigma_t = \pm 0.7$ года может оказаться завышенной. Для уточнения этого значения необходимы дальнейшие исследования.

Таблица 13.3. Среднегодовые числа Вольфа («нелинейная версия»).

Год	R	Год	R	Год	R	Год	R	Год	R	Год	R	Год	R	Год	R
1090	53	1167	2	1244	16	1321	7	1398	27	1475	5	1552	32	1629	46
1091	35	1168	8	1245	8	1322	16	1399	38	1476	4	1553	28	1630	30
1092	9	1169	20	1246	22	1323	23	1400	53	1477	0	1554	19	1631	20
1093	19	1170	36	1247	47	1324	31	1401	78	1478	12	1555	6	1632	15
1094	24	1171	52	1248	70	1325	35	1402	105	1479	24	1556	34	1633	8
1095	29	1172	71	1249	80	1326	26	1403	90	1480	26	1557	65	1634	3
1096	45	1173	83	1250	67	1327	17	1404	73	1481	19	1558	75	1635	14
1097	88	1174	70	1251	52	1328	9	1405	50	1482	12	1559	61	1636	30
1098	141	1175	54	1252	35	1329	5	1406	23	1483	6	1560	46	1637	50
1099	124	1176	36	1253	20	1330	2	1407	9	1484	4	1561	30	1638	67
1100	104	1177	23	1254	10	1331	0	1408	14	1485	3	1562	23	1639	76
1101	73	1178	15	1255	4	1332	2	1409	21	1486	3	1563	24	1640	63
1102	46	1179	8	1256	13	1333	6	1410	26	1487	2	1564	29	1641	48
1103	27	1180	3	1257	29	1334	12	1411	32	1488	0	1565	33	1642	32
1104	13	1181	13	1258	46	1335	19	1412	41	1489	6	1566	33	1643	19
1105	6	1182	30	1259	63	1336	27	1413	53	1490	15	1567	22	1644	11
1106	14	1183	50	1260	73	1337	38	1414	40	1491	26	1568	9	1645	5
1107	31	1184	72	1261	59	1338	47	1415	28	1492	39	1569	37	1646	3
1108	50	1185	87	1262	44	1339	37	1416	17	1493	48	1570	70	1647	6
1109	72	1186	73	1263	29	1340	24	1417	9	1494	38	1571	82	1648	13
1110	87	1187	57	1264	17	1341	15	1418	4	1495	25	1572	68	1649	19
1111	74	1188	38	1265	9	1342	9	1419	1	1496	15	1573	53	1650	25
1112	57	1189	22	1266	4	1343	6	1420	0	1497	9	1574	35	1651	27
1113	38	1190	10	1267	1	1344	4	1421	0	1498	7	1575	23	1652	20
1114	33	1191	36	1268	0	1345	3	1422	0	1499	7	1576	17	1653	12
1115	10	1192	72	1269	1	1346	0	1423	2	1500	6	1577	10	1654	6
1116	93	1193	89	1270	3	1347	6	1424	6	1501	4	1578	3	1655	3
1117	184	1194	75	1271	7	1348	15	1425	12	1502	0	1579	19	1656	0
1118	209	1195	58	1272	12	1349	26	1426	19	1503	9	1580	44	1657	4

1119	187	1196	39	1273	19	1350	40	1427	31	1504	21	1581	76	1658	11
1120	161	1197	25	1274	30	1351	56	1428	45	1505	37	1582	99	1659	17
1121	114	1198	14	1275	45	1352	67	1429	57	1506	54	1583	85	1660	21
1122	66	1199	5	1276	57	1353	54	1430	46	1507	65	1584	68	1661	23
1123	27	1200	20	1277	45	1354	39	1431	32	1508	53	1585	47	1662	18
1124	8	1201	49	1278	31	1355	25	1432	19	1509	38	1586	27	1663	10
1125	14	1202	85	1279	19	1356	16	1433	9	1510	24	1587	12	1664	5
1126	26	1203	114	1280	11	1357	8	1434	4	1511	16	1588	6	1665	3
1127	50	1204	99	1281	5	1358	3	1435	8	1512	12	1589	11	1666	1
1128	99	1205	81	1282	3	1359	13	1436	18	1513	7	1590	22	1667	0
1129	157	1206	57	1283	7	1360	41	1437	27	1514	3	1591	35	1668	1
1130	138	1207	35	1284	16	1361	94	1438	37	1515	13	1592	51	1669	5
1131	117	1208	19	1285	26	1362	152	1439	44	1516	31	1593	72	1670	9
1132	82	1209	10	1286	37	1363	133	1440	34	1517	50	1594	90	1671	13
1133	38	1210	3	1287	43	1364	112	1441	22	1518	61	1595	76	1672	18
1134	8	1211	2	1288	34	1365	78	1442	13	1519	50	1596	59	1673	23
1135	24	1212	3	1289	21	1366	51	1443	6	1520	36	1597	40	1674	29
1136	50	1213	6	1290	13	1367	28	1444	3	1521	22	1598	18	1675	33
1137	98	1214	10	1291	4	1368	9	1445	5	1522	19	1599	10	1676	25
1138	156	1215	15	1292	10	1369	42	1446	12	1523	20	1600	9	1677	15
1139	137	1216	22	1293	16	1370	95	1447	18	1524	18	1601	19	1678	8
1140	116	1217	34	1294	19	1371	152	1448	24	1525	4	1602	42	1679	4
1141	81	1218	48	1295	22	1372	190	1449	31	1526	38	1603	89	1680	2
1142	51	1219	60	1296	24	1373	169	1450	35	1527	88	1604	144	1681	5
1143	28	1220	48	1297	19	1374	145	1451	26	1528	124	1605	126	1682	13
1144	11	1221	34	1298	11	1375	102	1452	16	1529	108	1606	105	1683	19
1145	6	1222	21	1299	6	1376	61	1453	9	1530	90	1607	74	1684	26
1146	9	1223	12	1300	2	1377	27	1454	5	1531	62	1608	34	1685	28
1147	19	1224	4	1301	0	1378	9	1455	3	1532	38	1609	8	1686	21
1148	33	1225	20	1302	3	1379	23	1456	0	1533	19	1610	19	1687	13
1149	53	1226	46	1303	7	1380	50	1457	5	1534	10	1611	30	1688	7
1150	82	1227	70	1304	12	1381	88	1458	13	1535	20	1612	49	1689	3
1151	109	1228	80	1305	17	1382	125	1459	20	1536	46	1613	88	1690	6
1152	95	1229	67	1306	22	1383	109	1460	28	1537	76	1614	133	1691	10
1153	76	1230	52	1307	28	1384	90	1461	31	1538	101	1615	117	1692	13
1154	53	1231	35	1308	31	1385	62	1462	23	1539	87	1616	97	1693	16
1155	25	1232	20	1309	23	1386	7	1463	14	1540	70	1617	68	1694	18
1156	9	1233	10	1310	14	1387	40	1464	8	1541	48	1618	39	1695	19
1157	19	1234	4	1311	8	1388	55	1465	5	1542	34	1619	17	1696	14
1158	36	1235	11	1312	3	1389	63	1466	4	1543	21	1620	10	1697	8
1159	51	1236	27	1313	9	1390	81	1467	3	1544	9	1621	12	1698	4
1160	63	1237	48	1314	18	1391	108	1468	0	1545	38	1622	21	1699	1

1161	51	1238	76	1315	24	1392	94	1469	6	1546	83	1623	34	
1162	37	1239	102	1316	26	1393	76	1470	15	1547	112	1624	50	
1163	23	1240	88	1317	19	1394	53	1471	21	1548	96	1625	75	
1164	15	1241	71	1318	12	1395	24	1472	22	1549	78	1626	99	
1165	9	1242	49	1319	6	1396	9	1473	17	1550	54	1627	84	
1166	5	1243	31	1320	3	1397	16	1474	10	1551	38	1628	68	

13.2.9. Принцип свидетелей: сравнение с другими данными

Рис. 13.14 иллюстрирует результаты сравнения полученного ряда (Nonlinear version) с другими, косвенными, индексами: сглаженными радиоуглеродными данными (^{14}C) и сглаженным рядом чисел пятен, замеченных невооружённым глазом (WX) по материалам разд. 13.1. Наш ряд предварительно суммирован по

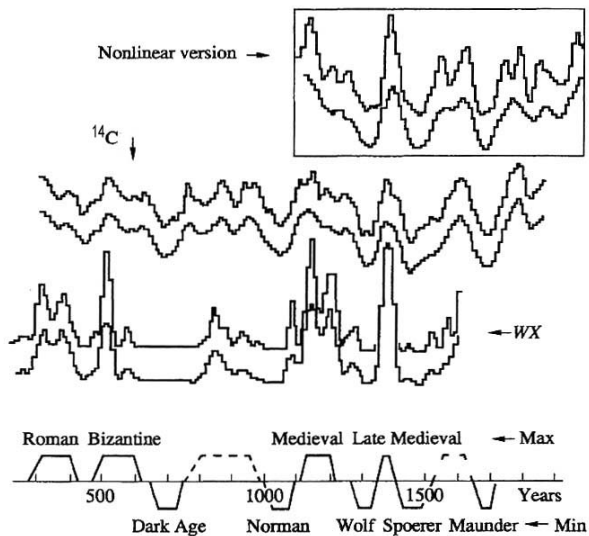


Рис. 13.14. Сравнение сглаженных данных: нашего ряда (Nonlinear version), ряда радиоуглерода (^{14}C) и ряда пятен, замеченных невооруженным глазом по каталогу Виттмана-Сю. Данные приведены для двух вариантов ширины сглаживающего окна. Внизу – схематический ход солнечной активности по (Schove, 1983a).

десятилеткам, поскольку индексы сравнения имеют худшую скважность, и линейно сглажен. Видно, что соответствие данных хорошее, кроме, может быть, начала XVI века.

13.3. Тысячелетние версии различных индексов солнечной и геомагнитной активности

Методы реконструкции, описанные в разделе 10.3, позволяют провести реконструкцию различных индексов солнечной активности на основе модели (Наговицын, 1997), описанной в разделе 13.2. Конечно, такие реконструкции не будут независимыми, однако основной смысл их построения – определение типичных значений различных параметров активности на длительных шкалах, в том числе и во время экстремальных фаз активности типа глобальных максимумов и минимумов.

13.3.1. Суммарная площадь солнечных пятен и полный пятненный магнитный поток на тысячелетней временной шкале

Используя 900-летнюю версию ряда чисел Вольфа из разд. 13.2 и 400-летний ряд площадей пятен из разд. 12.2, с помощью MSR и DPS методов (раздел 10.3) можно получить модельные ряды площадей пятен на тысячелетней временной шкале. Ряд площадей пятен за 1090–2000 гг., полученный с помощью MSR-метода, и аналогичный, полученный с помощью метода DPS, коррелируют между собой с коэффициентом корреляции $\rho = 0.99$. Ряд, реконструированный по MSR-методу на интервале 1610–2000 гг. показывает несколько большую связь с рядом A_{SIM} , выведенным на основе идеологии первичных индексов: 0.98 против 0.97 по DPS-методу. Факт столь высоких корреляций и согласие результатов, полученных разными методами, позволяет надеяться на адекватное представление хода суммарных площадей солнечных пятен и суммарного магнитного потока на 900-летнем временном интервале. На рис. 13.15 приведен ряд, представляющий собой среднее между рядами, полученными по MSR и DPS методам.

Из рис. 13.15 можно заключить, что во время глобальных минимумов максимальные среднегодовые значения пятенного магнитного потока не превышают $5 \cdot 10^{21}$ Мкс, во время глобальных максимумов они могут достигать $(60-80) \cdot 10^{21}$ Мкс, для «средних» же циклов характерные величины значений в максимумах 11-летних циклов составляют $(25-50) \cdot 10^{21}$ Мкс. Среднегодовой магнитный поток в минимумах циклов не бывает больше $\sim 5 \cdot 10^{21}$ Мкс.

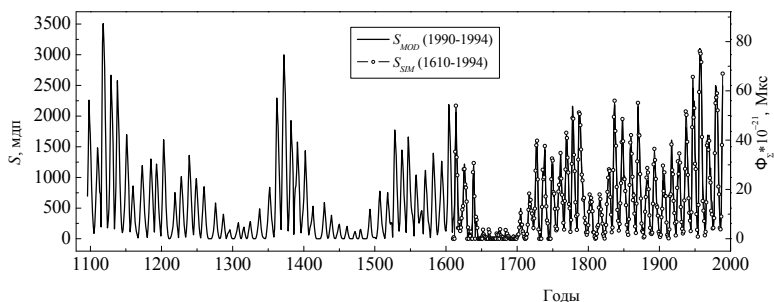


Рис. 13.15. Ряд модельных суммарных площадей пятен $S_{MOD}(t)$ (и магнитного потока Φ), введенный на основе «нелинейной версии» чисел Вольфа, и ряд, полученный на основе подхода первичных индексов $S_{SIM}(t)$.

13.3.2. 900-летний ряд aa -индекса

В разделе 12.5 мы увеличили в 3 раза имеющуюся продолжительность ряда aa -индекса с помощью DPS-подхода, используя индексы пятенной активности. Отметим ещё раз то обстоятельство, благодаря которому эта процедура была возможной: по (Takens, 1981) «наблюдаемая» (т.е. временной ряд параметра процесса) содержит информацию о фазовом пространстве всей динамической системы. Поэтому использование одной лишь пятенной компоненты для реконструкции поведения aa -индекса (зависящего и от пятенной, и от крупномасштабной составляющих активности) не должно казаться удивительным.

Теперь опять же заметим, что, поскольку в разд. 13.2 предложена 900-летняя версия ряда среднегодовых чисел Вольфа, мы можем, применяя DPS-подход, составить по ней приблизительную картину геомагнитной активности последнего тысячелетия. Упомянутый ряд – модельный, поэтому говорить о высокой достоверности полученной реконструкции не приходится, однако общее представление об aa -индексе на столь большой временной шкале полезно, т.к. оно позволяет судить о типичности тех или иных значений геомагнитной активности. На рис. 13.16 приведена полученная реконструкция $aa_{SIM3}(t)$. В качестве опорного использовался синтетический ряд: для интервала 1868–2000 гг. – наблюдаемые значения $aa_{OBS}(t)$, для интервала с начала XVII века по 1867 г. –

наша версия $aa_{SIM2}(t)$. Коэффициент корреляции между реконструированными и опорными значениями $\rho = 0.95$.

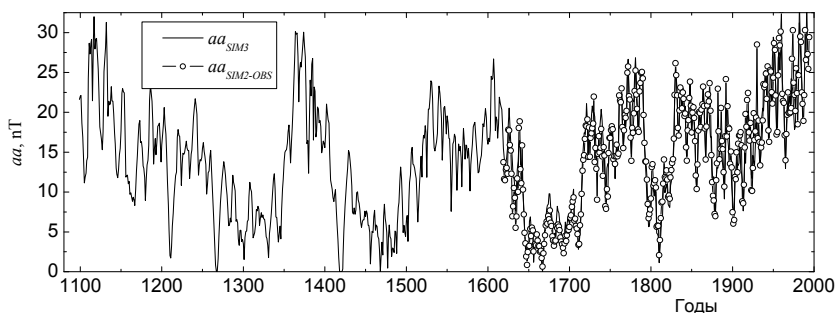


Рис. 13.16. DPS-реконструкция хода aa -индекса $aa_{SIM3}(t)$ в последние 900 лет на основе нелинейной модели чисел Вольфа (разд. 13.2) – сплошная линия и сравнение с опорным рядом $aa_{SIM2-OBS}(t)$.

Из этого рисунка можно сделать следующие выводы:

а). Экстремально высокие значения $aa = 27\div 30$ наблюдались в периоды 1110–1130, 1360–1385, 1945–1960 и 1975–2000 гг. Таким образом, продолжительность подобных периодов составляет 15–25 лет.

б). Экстремально низкие значения $aa < 5$ наблюдались в продолжительные периоды 1295–1340, 1455–1490, 1640–1715 гг. и в кратковременные периоды 1208–1213, 1263–1270, 1414–1422 и 1807–1813 гг., так что можно говорить о минимумах геомагнитной активности типа Маундеровского (вторая половина XVII века) с продолжительностью 35–75 лет и минимумах типа Дальтоновского (начало XIX века) с длительностью 5–8 лет.

в). Дополняя заключение о возрастании геомагнитной активности в 2 раза за последние 100 лет (Lockwood et al., 1999), заметим, что за последние 300 лет она возросла даже в 4–5 раз. Однако это обстоятельство не представляет собой какое-то уникальное явление: имеются прецеденты столь же высокого уровня активности в начале XII и конце XIV веков.

13.3.3. Открытый магнитный поток на тысячелетней временной шкале

Воспользовавшись DPS-методом, можно получить изменение открытого магнитного потока на тысячелетней шкале. Для этого в качестве «наблюдаемой» $X(t)$ в формуле (10.6) выберем $R(t)$, а в качестве опорного ряда – полученный в разделе 12.7. Реконструированный ряд приведен на рис. 13.17. Конечный коэффициент корреляции между модельными значениями и опорными, к сожалению, меньше 0.9: а именно, $\rho = 0.89$. Поэтому к произведенной реконструкции нужно относиться с осторожностью.

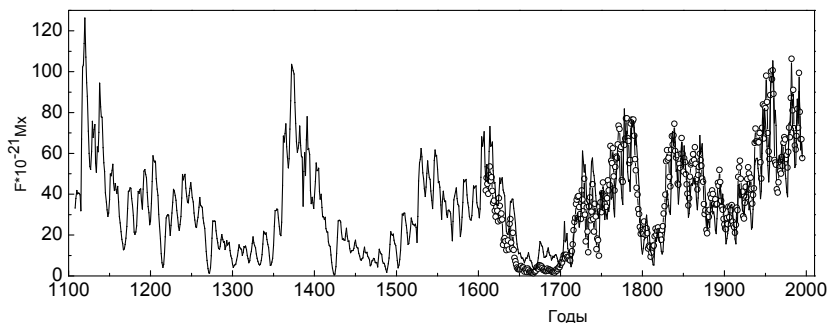


Рис. 13.17. DPS-реконструкция открытого магнитного потока на тысячелетней шкале – сплошная линия и опорный ряд из раздела 12.7 – кружки.

13.4. Сверхтысячелетняя временная шкала: перспективы исследований

До этого раздела мы ограничивались тысячелетней временной шкалой изучения солнечной активности. Более длинные шкалы требуют других подходов. В частности, для них мы уже не можем в достаточной степени рассчитывать на «принцип свидетелей»: у нас остаются всего две возможности для исследований: ^{14}C в кольцах деревьев и ^{10}Be в полярных льдах. Причём, ряд второго источника ещё нуждается в уточнениях, поскольку в нём содержится климатическая компонента. Тем не менее, мы сочли возможным привести ниже некоторые соображения, которые, возможно, помогут в дальнейшем составить картину изменений СА на сверхтысячелетней (несколько тысяч лет) временной шкале. Очень кратко они были описаны в работе (Volobuev et al., 2004). Эти соображения касаются ставшей уже классической задачи выведения долговременного хода СА из рядов относительного содержания радиоуглерода в кольцах деревьев.

или

$$\begin{cases} \dot{n}_0 = -kn_0 - \left(\sum_{i \neq 0} c_{0i}\right)n_0 + \sum_{i \neq 0} c_{i0}n_i + S \\ \dot{n}_1 = -kn_1 - \left(\sum_{i \neq 1} c_{1i}\right)n_1 + \sum_{i \neq 1} c_{i1}n_i \\ \dots\dots\dots \\ \dot{n}_m = -kn_m - \left(\sum_{i \neq m} c_{mi}\right)n_1 + \sum_{i \neq m} c_{im}n_i \end{cases} . \quad (13.21)$$

Здесь члены с множителями $-k$ выражают уменьшение содержания ^{14}C из-за радиоактивного распада, остальные члены со знаком минус – убыль за счёт диффузии в другие резервуары, а члены со знаком плюс – увеличение содержания за счёт притока из других резервуаров.

Обозначим: $N \equiv \sum_{i=0}^m n_i$ – полное содержание радиоуглерода во всех резервуарах. Тогда, вынося в первом уравнении средневзвешенное c_N из-под знака суммы

$$\sum_{i \neq 0} c_{i0}n_i = c_N \sum_{i \neq 0} n_i = c_N N \quad (13.22)$$

и суммируя уравнения для i от 0 до m , получаем систему:

$$\begin{cases} \dot{n} + \lambda n = c_N N + S \\ \dot{N} + kN = S \end{cases} \quad (13.23)$$

Второе уравнение – известное уравнение общего баланса радиоуглерода. Его решение складывается из общего решения однородного и частного – неоднородного $N_p(t)$:

$$N = N_0 e^{-k(t-t_0)} + N_p(t), \quad (13.24)$$

Для нахождения частного решения представим правую часть как

$$S(t) = \sum_i p_i \sin(\omega_i t + \phi_i) = \sum_{\omega} S(t, \omega_i) \quad (13.25)$$

и рассмотрим одну из (ортогональных) частотных составляющих

$$\dot{N} + kN = p_i \sin(\omega_i t + \phi_i) \equiv p_i \cos \phi_i \sin \omega_i t + p_i \sin \phi_i \cos \omega_i t. \quad (13.26)$$

Решение линейного уравнения (13.26) находится в виде

$$N_i = m_i \sin(\omega_i t + \psi_i) \equiv m_i \cos \psi_i \sin \omega_i t + m_i \sin \psi_i \cos \omega_i t. \quad (13.27)$$

Подставляя (13.27) в (13.26), получаем

$$\begin{aligned} -m_i \omega_i \sin \psi_i + k m_i \cos \psi_i &= p_i \cos \phi_i \\ m_i \omega_i \cos \psi_i + k m_i \sin \psi_i &= p_i \sin \phi_i \end{aligned} \quad (13.28)$$

Возводя в квадрат каждое из уравнений (13.28) и складывая, получаем для амплитуд общего содержания радиокарбона

$$m_i = p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2}. \quad (13.29)$$

Знаменатель (13.29) характеризует коэффициент изменения амплитуды солнечного колебания в радиокарбоне в зависимости от частоты. С другой стороны, уравнение (13.28) означает вращение (смещение фазы) колебания в радиокарбоне по сравнению с солнечным.

Суммируя по частотным составляющим, получаем решение второго уравнения системы (13.23):

$$N(t) = N_0 e^{-k(t-t_0)} + \sum_i p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin(\omega_i t + \psi_i). \quad (13.30)$$

Подставим (13.25) и (13.30) в первое из уравнений (13.23):

$$\dot{n} + \lambda n = c_N N_0 e^{-k(t-t_0)} + c_N \sum_i p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin(\omega_i t + \psi_i) + \sum_i p_i \sin(\omega_i t + \phi_i). \quad (13.31)$$

Приводя подобные члены, получаем следующий вид уравнения:

$$\dot{n} + \lambda n = c_N N_0 e^{-k(t-t_0)} + \sum_i P_i(\omega_i) \sin(\omega_i t + \Phi_i), \quad (13.32)$$

где произведены соответствующие замены переменных в последнем члене правой части.

Введём новую переменную

$$r(t) = n(t) - \frac{c_N N_0}{k - \lambda} e^{-k(t-t_0)}, \quad (13.33)$$

характеризующую детрендрованное за радиоактивный распад изменение содержания радиокарбона. Получаем:

$$\dot{r} + \lambda r = \sum_i P_i(\omega_i) \sin(\omega_i t + \Phi_i) = c_N \sum_i p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin(\omega_i t + \psi_i) + \sum_i p_i \sin(\omega_i t + \phi_i). \quad (13.34)$$

Рассмотрим колебание некоторой частоты ω_i и

$$r(t, \omega_i) = M_i \sin(\omega_i t + \Omega_i) \quad (13.35)$$

будем искать решение (13.34) в виде

$$r(t) = \sum M_i \sin(\omega_i t + \Omega_i). \quad (13.36)$$

Получаем для $r(t, \omega_i)$

$$\begin{aligned} M_i \omega_i \cos \Omega_i \cos \omega_i t - M_i \omega_i \sin \Omega_i \sin \omega_i t + M_i \lambda \cos \Omega_i \sin \omega_i t + M_i \lambda \sin \Omega_i \cos \omega_i t = \\ c_N p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \cos \psi_i \sin \omega_i t + c_N p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin \psi_i \cos \omega_i t + \\ p_i \cos \phi_i \sin \omega_i t + p_i \sin \phi_i \cos \omega_i t \end{aligned} \quad (13.37)$$

Откуда

$$\begin{aligned} M_i \omega_i \cos \Omega_i + M_i \lambda \sin \Omega_i = c_N p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin \psi_i + p_i \sin \phi_i \\ - M_i \omega_i \sin \Omega_i + M_i \lambda \cos \Omega_i = c_N p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \cos \psi_i + p_i \cos \phi_i \end{aligned} \quad (13.38)$$

Иначе можно переписать

$$\begin{aligned} M_i \lambda = c_N p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \cos(\psi - \Omega_i)_i + p_i \cos(\phi_i - \Omega_i)_i \\ M_i \omega_i = c_N p_i / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin(\psi - \Omega_i)_i + p_i \sin(\phi_i - \Omega_i)_i \end{aligned} \quad (13.39)$$

Из (13.39) получаем

$$\lambda = \omega_i \frac{c_N / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \cos(\psi - \Omega_i)_i + \cos(\phi_i - \Omega_i)_i}{c_N / \sqrt{\omega_i^2 + k^2} \sin(\psi - \Omega_i)_i + \sin(\phi_i - \Omega_i)_i} \quad (13.40)$$

Таким образом, для того, чтобы (13.37), а с ним и (13.34) были справедливы в форме (13.35), коэффициент диффузии радиоуглерода из воздуха в другие резервуары должен зависеть от частоты. Этот вывод отражает действие внутренних степеней свободы в уравнении (13.23) (т.е. резервуарное строение (13.20)).

Из сказанного выше мы можем написать теперь основное уравнение

$$C_1(\omega) \dot{r}(t, \omega) + C_2(\omega) r(t, \omega) = S(t, \omega), \quad (13.41)$$

решающее обратную «резервуарную задачу» – представления хода солнечной активности по содержанию радиоуглерода в датированных кольцах деревьев.

Схема решения следующая:

- 1) Ряд $n(t)$ с помощью МНК детрендируется по (13.33), и выводится ряд $r(t)$.
- 2) Производится прямое вейвлет-преобразование рядов $r(t)$ и $S(t)$, позволяющее решить (13.41) по МНК:

$$\begin{aligned} \hat{W}[C_1(\omega) \dot{r}(t, \omega)] + \hat{W}[C_2(\omega) r(t, \omega)] = \\ C_1(\omega) \hat{W}[\dot{r}(t, \omega)] + C_2(\omega) \hat{W}[r(t, \omega)] = \hat{W}[S(t, \omega)] \end{aligned} \quad (13.42)$$

- 3) Для каждого временного масштаба по интервалу, на котором ход $S(t, \omega)$ известен, находятся коэффициенты $C_1(\omega)$ и $C_2(\omega)$.

4) Значения найденных коэффициентов используются для всего интервала, на котором известен временной ход $r(t, \omega)$.

5) Выполняется обратное вейвлет-преобразование, и находится $S(t)$ на известном интервале.

Таким образом, предложенный путь решения избавляет нас от априорного выбора числа резервуаров и дальнейшего подбора коэффициентов в системе типа (13.20), как это делают исследователи в настоящее время ((Ogurtsov, 2004) и другие).

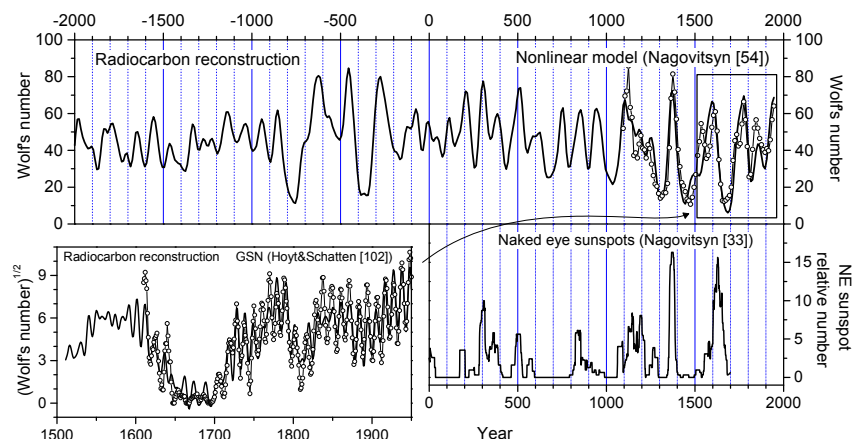


Рис. 13.18. Реконструкция хода солнечной активности из радиоуглеродных рядов по (Volobuev et al., 2004). Нижняя левая панель – реконструкция погодичных значений относительных чисел групп пятен по (13.41). Верхняя панель – реконструкция подекадных значений чисел Вольфа по (13.41) и нелинейная модель (кружки) из разд. 13.2. Нижняя правая панель – для сравнения: относительные числа пятен, замеченных невооруженным глазом из разд. 13.1.

На рис. 13.18 приведены результаты проделанной процедуры. Мы видим, что метод весьма хорошо выдерживает проверку на погодичном ряде Стюйвера. Сравнение же данных, полученных по подекадному ряду, с независимыми данными (принцип свидетелей), полученными нами по каталогу Виттмана-Сю в разделе 13.1, как представляется, также достаточно убедительное.

Сравним реконструкцию, полученную методом обратной задачи, с современной реконструкцией (Usoskin et al., 2014), представляющую собой объединение целого набора реконструкций, полученных прямым методом. Оказывается,

если вычесть из среднедекадных чисел Вольфа на рис. 13.18 всего 7 единиц, то коэффициент перехода от них к значениям из (Usoskin et al., 2014) составляет $b = 1.007 \pm 0.012$, т.е. с точностью до слагаемого 7 ряды представлены в одной системе. Рис. 13.19 иллюстрирует это согласие.

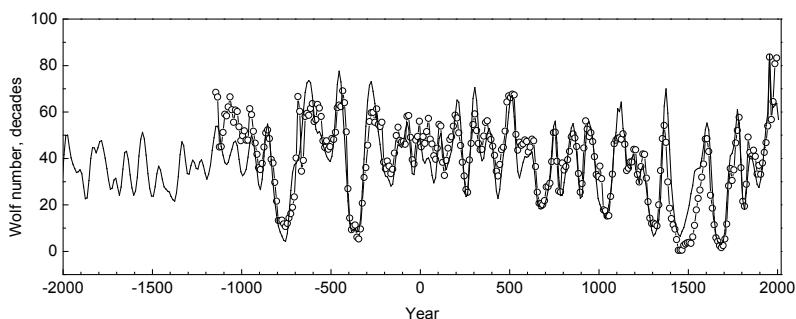


Рис. 13.19. Сопоставление ряда рис. 13.18 с корректирующим слагаемым 7 (сплошная линия) с реконструкцией (Usoskin et al., 2014) – кружки.

13.5. Изменения циклических характеристик магнитной активности Солнца на длительных временных шкалах

Как мы уже неоднократно отмечали, солнечная активность проявляет себя как процесс циклических изменений магнитного поля Солнца на различных временных масштабах. Кроме наиболее известного 11-летнего (цикла Швабе-Вольфа), существуют и долгопериодические циклы: 80–90 лет (цикл Гляйсберга), ~200 лет (цикл Зюсса), ~900 лет и больше. Теория динамо связывает цикличность поведения магнитного поля с двумя его глобальными конфигурациями: тороидальной и полоидальной, а также с двумя эффектами превращения одной конфигурации в другую: т.н. ω - и α -эффектами. Оба последние эффекта определяются глобальной и локальной структурой поля скорости на Солнце, играющей основную роль в самовозбуждении магнитного поля в проводящей плазме.

Ниже нас будут интересовать фактические данные о длительных изменениях характеристик цикличности, которые в той или иной мере должны быть связаны с медленными изменениями глобального поля скорости на Солнце.

Вначале о данных, лежащих в основе нашего исследования.

Прямыми данными о солнечной активности мы обеспечены только начиная с первой половины XVII века, а прямыми и сравнительно регулярными – вообще только с 20-х годов XIX века. Поэтому для реконструкции цикличности на более

длительных интервалах мы должны, с одной стороны, привлекать косвенные источники данных, а с другой, использовать специальные подходы, позволяющие получить общую непротиворечивую картину изменений солнечной активности.

В разделе 13.5 мы рассмотрим изменение циклических характеристик солнечной активности на длинной (порядка 2000 лет) и сверхдлинной (10000 лет и более) временных шкалах. Нас будут интересовать, главным образом, изменения текущих частот (периодов) 11-летнего и 200-летнего циклов. Заметим, что в применении к задачам реконструкции почти всегда проще изучать изменения частотных характеристик по сравнению с амплитудными: они в меньшей степени подвержены трендам и случайным ошибкам, искажающим информацию.

13.5.1. Вариации продолжительности цикла Швабе-Вольфа на 2000-летней шкале

Известно, что численность низкоширотных полярных сияний изменяется параллельно 11-летнему циклу солнечной активности (Schöve, 1983a,b) и хорошо коррелирует с геомагнитным aa-индексом (Pulkkinen et al., 2001). Используем исторические сведения о них в качестве прокси длительности цикла, а в качестве источника данных – обширный каталог Сильвермана, доступный по адресу http://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/miscellaneous/aurora/cat_ancient_auroral_obs_666bce_1951/, предварительно удалив из него события, наблюдаемые в высокоширотных странах, $>50^\circ\text{N}$ (это необходимо, чтобы выделить наиболее геоэффективные события, профилирующие ход цикличности) – см. рис. 13.20 а).

Как мы уже отмечали в разделе 12.2.1, архивная историческая информация подвержена временному рассеиванию (потерям из рассмотрения). Это хорошо видно из рис. 13.20 а): по мере углубления в прошлое вариации затухают. Попробуем скорректировать этот эффект. Пусть $N(0, \tau)$ – истинное число полярных сияний в году τ , а $N(t, \tau)$ – их число, дошедшее до нас через время t после τ . Тогда, в предположении регулярного рассеивания информации,

$$\frac{\partial N(t, \tau)}{\partial t} = -\gamma N(t, \tau). \quad (13.43)$$

Отсюда получаем

$$N(0, \tau) = N(t, \tau) \exp(\gamma t). \quad (13.44)$$

Коэффициент рассеивания информации γ можно найти методом наименьших квадратов. Понятно, что процедура (13.43)–(13.44) корректирует рассеивание информации только в первом приближении: она не в силах учесть отдельные

эпизоды тотальных потерь. С другой стороны, если нас, как в этом разделе, интересует именно частотная информация, монотонное непрерывное мультипликативное корректирование не изменяет частотную структуру в избранной полосе. Заметим также, что процедура (13.43)–(13.44) кажется перспективной для будущих исследований, касающихся реконструкции уровня солнечной активности.

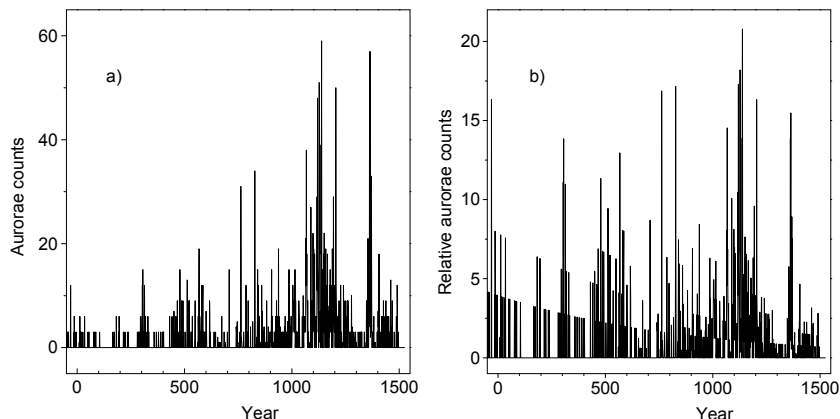


Рис. 13.20. Среднегодовое число полярных сияний из каталога Сильвермана: а) наблюдаемое; б) скорректированное по (13.43–13.44). По оси абсцисс – календарные годы.

Кроме полярных сияний, в этом разделе мы использовали традиционный ряд числа Вольфа и «нелинейную версию» хода этого показателя, начиная с XI века (раздел 13.2).

Рис. 13.21 согласно работе (Наговицын, 2014) иллюстрирует полученную картину изменения продолжительности 11-летнего цикла T_{11} на шкале 2000 лет. Мы видим, что она не является постоянной. За два тысячелетия имеется значимый (на уровне 3.7σ) тренд, наблюдаются длительные – в несколько столетий – вариации. Если же мы построим гистограмму встречаемости отдельных значений T_{11} , то увидим, что она бимодальная с максимумами вблизи 10.4, 11.0 и 11.4 лет (см. рис. 13.21), что находится в согласии с результатами работы (Guseva and Nagovitsyn, 2012).

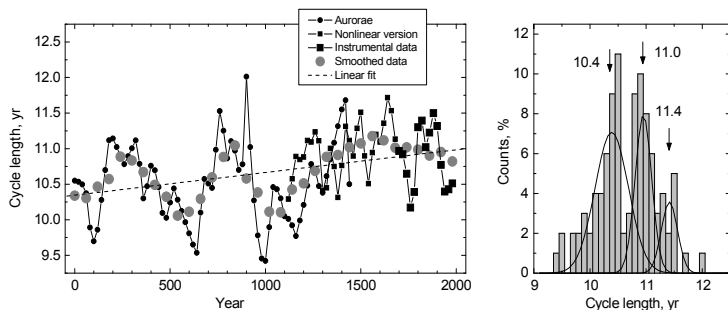


Рис. 13.21. Слева: изменение продолжительности 11-летнего цикла солнечной активности T_{11} в 0–2000 гг. н.э., полученное по различным источникам данных (см. легенду в верхней части рисунка). Справа: гистограмма встречаемости значений T_{11} в 0–2000 гг.

13.5.2. Вариации продолжительности цикла Зюсса на шкале 10000 лет

На интервалах более 2000 лет мы уже не располагаем приемлемыми proxyes для изучения 11-летней цикличности. Однако для исследования более длинных циклов – а нас будет сейчас интересовать 200-летний цикл Зюсса – информация имеется.

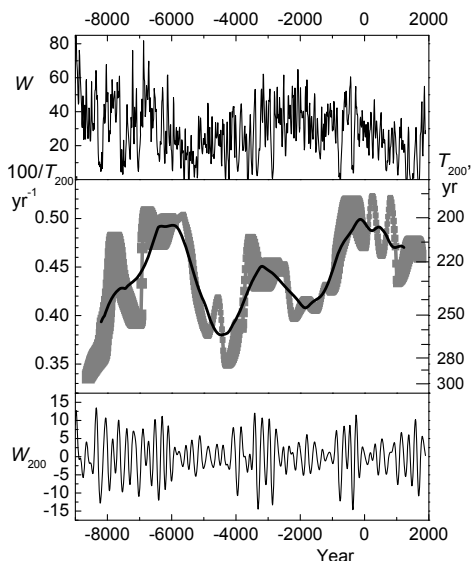


Рис. 13.22. Реконструкция хода солнечной активности во время Голоцена, основанная на измерениях относительной концентрации радиоуглерода в кольцах деревьев (сверху), отфильтрованный МНАТ-вейвлетом Зюсс-компонент (снизу), его скелетон, полученный с помощью вейвлета Морле, – серый цвет и сглаженный за 1000 лет скелетон – черный (посередине). Размеры квадратов у скелетона пропорциональны локальным амплитудам циклов, по оси абсцисс – календарные годы.

В этом разделе в качестве исходных данных мы использовали известную подекадную реконструкцию длительного хода солнечной активности из работы (Solanki et al., 2004), основанную на измерении относительной концентрации радиоуглерода в кольцах деревьев.

На рис. 13.22, взятом из работы (Наговицын, 2014), приведены полученные результаты. Мы видим, что продолжительность цикла Зюсса испытывает значительные изменения, так что за время Голоцена его период варьирует в пределах 200–290 лет с тенденцией к увеличению в прошлое. При этом наблюдаются циклические изменения 2300–2500 лет, соответствующие по продолжительности так называемому циклу Холлстатта (Vasiliev and Dergachev, 2002).

13.5.3. Циклы Элатины и гипотетические изменения параметров солнечной цикличности за несколько сотен миллионов лет

Три десятка лет назад в литературе широко дискутировался вопрос о солнечной (или несолнечной) обусловленности толщин варв позднедокембрийской (возраст – почти 700 млн. лет) формации Элатина в Южной Австралии по данным работ (Williams and Sonett, 1985; Sonett et al., 1988). Сам автор опубликованных рядов Вильямс в конце концов склонился к гипотезе о приливном механизме вариаций размеров слойков. Однако, как нам представляется, окончательно точки над «и» в этом вопросе не расставлены.

Рассмотрим тонкую временную структуру ряда толщин варв $E(t)$ в сравнении с рядом солнечной активности $W(t)$, в том числе и в так называемом «альтернированном» – знакопеременном варианте (Bracewell, 1988) – рис. 13.23. Обращает на себя внимание очень похожая временная структура рядов, особенно знакопеременных (наличие основного и вековых модулирующих циклов). Кроме того, построим Фурье-спектры $E(t)$ и $W(t)$: рис. 13.24а.

При сопоставлении Фурье-спектры оказываются удивительно схожими с точностью до некоторого непрерывного преобразования положений отдельных частотных компонентов: рис. 13.24б.

Резюмируя, заметим, что структура временного ряда $E(t)$ не противоречит предположению о его солнечной природе. Имея это в виду, рассмотрим изменение длительности цикла Зюсса на сверхдлинной шкале. На рис. 13.25 приведены: изменение периода этого цикла в Голоцене по данным из предыдущего раздела, линейная экстраполяция этого изменения с доверительными интервалами на 95% уровне достоверности, а также независимое, полученное с помощью Фурье-

анализа значение периода для Элатины (Поздний Докембрий – 680 млн. лет назад). Видно, что, если мы принимаем гипотезу о солнечной обусловленности циклов Элатины, значение периода цикла Зюсса за последние полмиллиарда лет уменьшается более чем в полтора раза.

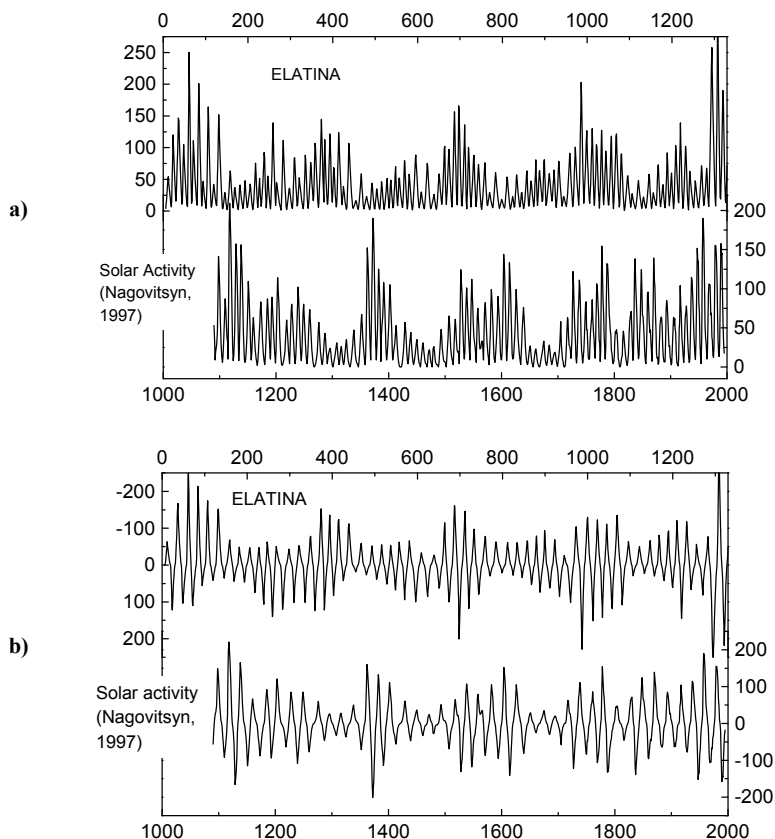


Рис. 13.23. Сравнение вида рядов толщин варв Элатины – верхние панели, и хода солнечной активности по (Nagovitsyn, 1997) – нижние. Обычные ряды – а), знакопеременные – б). По оси абсцисс для солнечной активности – календарные годы, для Элатины – номер последовательных варв.

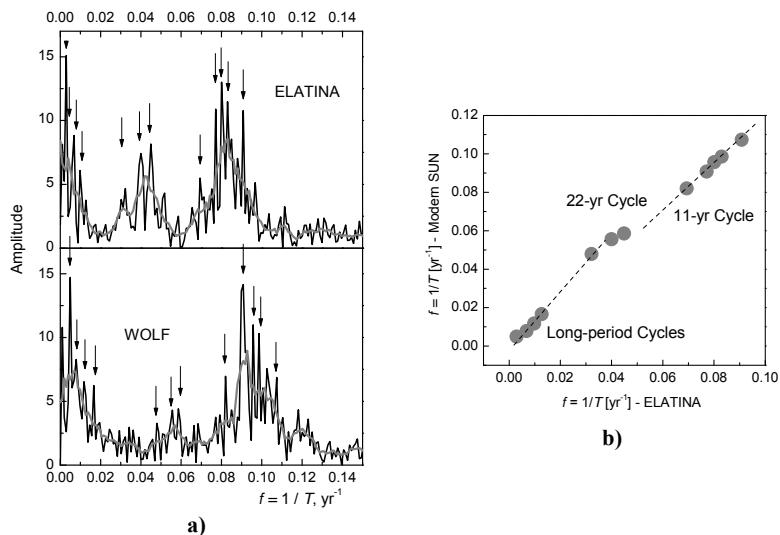


Рис. 13.24. а) Фурье-спектры рядов Элатины и числа Вольфа по (Наговицын, 1997а) и б) сравнение положений частотных компонентов в этих рядах.

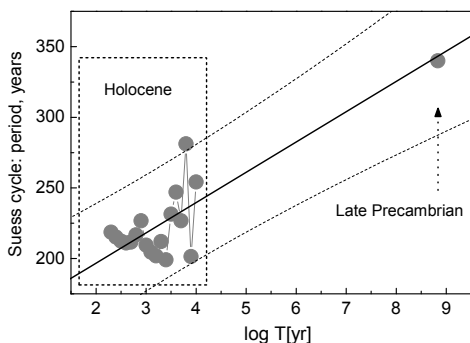


Рис. 13.25. Изменение периода цикла Зюсса за последние 680 млн. лет. Сплошная линия – линейная экстраполяция его продолжительности по данным в Голоцене, пунктир – доверительные интервалы на 95% уровне достоверности. По оси абсцисс – логарифм лет в прошлое.

Это может свидетельствовать о длительных изменениях характеристик вращения Солнца и параметров конвективной зоны в течение его эволюции на Главной последовательности.

13.5.4. Выводы

Показано, что длительность цикла Швабе-Вольфа последние две тысячи лет в среднем увеличивалась, испытывая колебания на временах несколько сотен лет. При этом в гистограмме встречаемости её значений преобладают величины 10.4, 11.0 и 11.4 лет.

Длительность цикла Зюсса за время Голоцена варьировала в пределах 200–290 лет с тенденцией к увеличению в прошлое, что сопровождалось циклическими изменениями с периодом 2300–2500 лет, соответствующими циклу Холлстатта.

Приведены аргументы в пользу предположения, что за прошлые полмиллиарда лет длина цикла Зюсса (Suess) уменьшилась больше, чем в полтора раза. Это может свидетельствовать о сверхдлительных изменениях характеристик вращения и параметров конвективной зоны в течение эволюции Солнца на Главной последовательности.

Резюмируя, солнечное динамо работает в изменяющихся режимах как на эволюционных временах, так и на временах тысячи – десятки тысяч лет.

13.6. Солнечная активность и климат Земли

Одной из широко обсуждаемых проблем последнего времени является современное глобальное потепление климата. Основная часть климатологов, ссылаясь на заключения Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), отстаивают ту точку зрения, что в климатической системе главным фактором влияния на общее возрастание температуры Земли в последнее время является технологическая деятельность цивилизации с всё возрастающим загрязнением атмосферы парниковыми газами. Другая, меньшая часть, среди которых в основном представители гелиофизики, геофизики, географии и т.п., настаивают на главном образом экзогенной природе потепления, ссылаясь на достаточно крупные изменения климата в прошлом, на длительный положительный тренд солнечной активности в последние столетия, на беспрецедентно высокий по некоторым оценкам (Solanki et al., 2004) её уровень в XX веке.

В качестве механизмов возможного влияния солнечной активности на климат предлагаются различные, но среди них отметим два. Первый: изменение светимости Солнца, связанное с солнечной активностью, приводит к вариациям попадающей на Землю энергии (Hudson et al., 1982). Для того чтобы этот механизм работал, необходимо, чтобы вековые циклические вариации светимости

были бы значительно больше, чем 11-летние, которые по оценкам спутниковых измерений весьма слабы: не более 0.1% (Foukal et al., 2006). Второй механизм апеллирует к изменениям земного альбедо в результате вариаций облачности, повышенный уровень которой возникает из-за увеличения скорости собирания аэрозолей заряженными атмосферными каплями воды (Tinsley and Heelis, 1993). Ионизация последних в тропосфере осуществляется галактическими космическими лучами, поток которых, в свою очередь, активно модулируется гелиосферой, а её состояние напрямую зависит от солнечной активности.

Как нам представляется, существует компромисс между этими двумя точками зрения на современное изменение климата: и техногенное глобальное потепление имеет место, и, в то же время, определенная доля экзогенных факторов, обусловленных солнечной активностью, оказывает влияние на климат. Последнее обстоятельство достаточно трудно отрицать, хотя бы имея в виду схожесть длительных (более 50 лет) вариаций типичных периодов, на которых развиваются «солнечная» и климатическая системы – см. рис. 13.26, взятый из работы (Nagovitsyn et al., 2004).

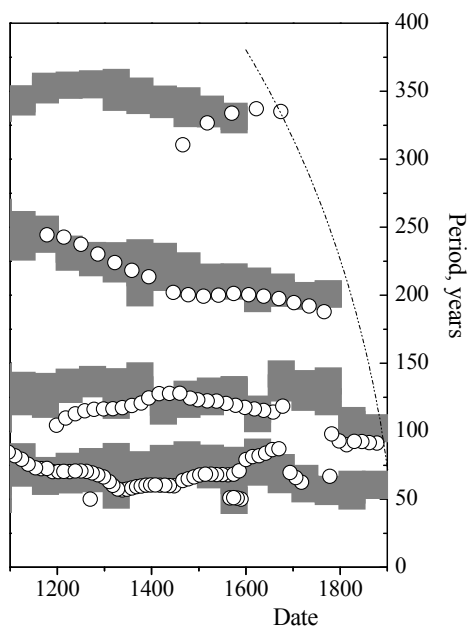


Рис. 13.26. Сравнение вариаций локальных длительностей циклов солнечной активности (серые области) и земной температуры (кружки). Из работы (Nagovitsyn et al., 2004).

13.6.1. Подход к оценке вклада солнечной активности в изменения климата

Следуя работе (Nagovitsyn, 2014), оценим вклад солнечной активности $S(t)$ в изменения глобальной земной температуры $T(t)$ на основе имеющихся данных. Способ решения задачи выберем следующий.

Не будем привязываться ни к каким априорным точкам зрения и механизмам. Построив математическую модель связи, определим, какую долю вариаций климата можно объяснить вариациями солнечной активности. А именно, если из временного ряда индекса солнечной активности с помощью некоторых математических процедур можно вывести ряд земной температуры, то климатические изменения полностью определяются активностью Солнца. Если же с помощью модели мы можем объяснить только M -ю часть дисперсии ряда температуры, то искомый вклад составляет $100 \cdot M$ процентов.

Вначале следует определиться, в рамках какой математической модели мы будем оценивать этот вклад. Безусловно, примитивные модели вида $T(t) = aS(t) + b$ или $T(t) = aS(t - \Delta) + b$, предполагаемые прямо или косвенно в ряде работ, не могут нас удовлетворить. Действительно, солнечная активность развивается на ряде типичных частот (имеет конечное число колебательных степеней свободы). Земным климатообразующим факторам: атмосфере, гидросфере, литосфере, криосфере и биосфере, – можно, например, по аналогии с задачей баланса радиоуглерода (Kudryavtsev et al., 2013), сопоставить соответствующие «резервуары», обменивающиеся между собой энергией, полученной от Солнца. Имея в виду сказанное, предложим следующую модель связи:

$$T(t, \omega) = a(\omega)S(t, \omega) + b(\omega)\dot{S}(t, \omega) + c(\omega), \quad (13.45)$$

которая, несмотря на достаточную простоту, описывает широкий класс взаимодействий: различную зависимость от типичных времен (частот) квазипериодического воздействия, возможность запаздывания ответа на сигнал (из-за временной производной в правой части). Ограниченность модели определяется, главным образом, невозможностью учесть в ней обратные связи влияния поступившей в резервуар тепловой энергии. Однако применение модели (13.45) в любом случае – прогресс по сравнению с примитивными моделями, о которых мы упоминали выше.

Собственно решение задачи об оценке вклада вариаций $S(t)$ в $T(t)$ следующее. Из имеющихся выбираем ряды реконструкций $S(t)$ и $T(t)$. С помощью

вейвлет-преобразования производим частотную фильтрацию. Для этого вначале выполняем прямое вейвлет-преобразование, зануляем все компоненты, кроме одного, затем – обратное вейвлет-преобразование. Получаем переменные в формуле (13.45) для избранной частоты. Далее методом наименьших квадратов находим коэффициенты регрессии $a(\omega)$, $b(\omega)$, $c(\omega)$. Перебираем таким образом все частоты по правилам вейвлет-преобразования: каждый следующий анализируемый период удваивается по сравнению с предыдущим. Для каждого частотного окна с помощью найденных значений коэффициентов строим $T^*(t, \omega)$ по правой части (13.45). Находим вклад $K(\omega)$ дисперсии модельных $T^*(t, \omega)$ в дисперсию наблюдаемых вариаций $T(t, \omega)$ для данных типичных времен (частот), а также суммарный по частотам вклад K_0 как:

$$K(\omega) = \sigma^2 T^*(\omega) / \sigma^2 T(\omega), \quad K_0 = \sigma^2 T^* / \sigma^2 T. \quad (13.46)$$

Будем использовать МНАТ-вейвлет (Астафьева, 1996), поскольку он достаточно хорошо локализован во временной области, а для задач сравнения вариаций это важно.

13.6.2. Экспериментальные ряды солнечной активности и климата Земли

Для решения задачи мы использовали различные данные о солнечной активности и глобальной температуре Земли в разных комбинациях. Вначале о солнечной активности. Первый ряд – 1000-летняя реконструкция чисел Вольфа, основанная на данных Шоува о моментах экстремумов 11-летних циклов в прошлом и амплитудно-частотном портрете солнечной активности (Наговицын, 1997а). Второй – реконструкция ряда среднегодовых суммарных площадей пятен за 400 лет (Наговицын, 2005, 2007). Третий – синтетическая реконструкция декадных чисел Вольфа за последние 2000 лет, основанная на концентрации радиоуглерода в датированных образцах, пятнах, замеченных невооруженным глазом, и полярных сияниях (Nagovitsyn, 2008).

В качестве температурных рядов мы использовали шесть известных реконструкций среднегодовой глобальной температуры Земли (Jones et al., 1998; Mann et al., 1999; Crowley, 2000; Briffa, 2000; Esper et al., 2002; Moberg et al., 2005), а также реконструкцию декадной температуры Китая (Yang et al., 2002).

13.6.3. Результаты и выводы

На рис. 13.27 приведены значения $K(\omega)$, рассчитанные по реконструкции солнечной активности и шести тысячелетним среднегодовым температурным реконструкциям, упомянутым выше.

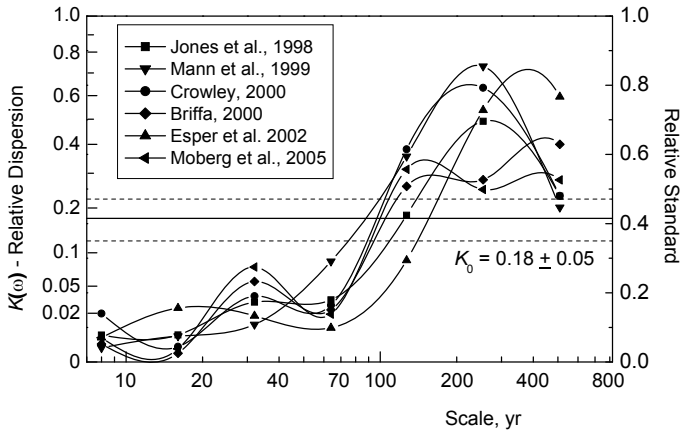


Рис. 13.27. Вклад солнечной активности по (Наговицын, 1997а) в дисперсию (13.46) температурных изменений для шести 1000-летних температурных реконструкций.

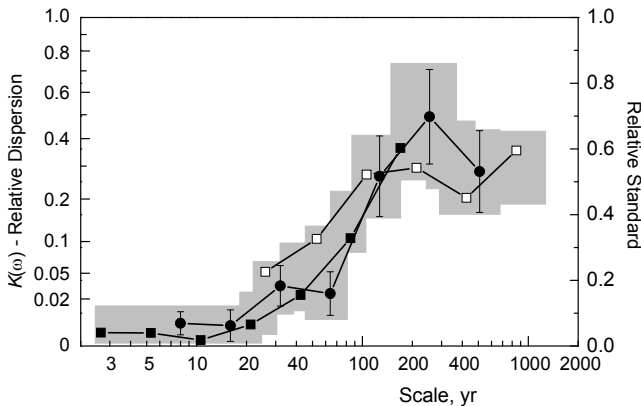


Рис. 13.28. Сводная картина вклада солнечной активности (СА) в дисперсию температурных изменений, полученная по различным реконструкциям земной температуры (ЗТ) и солнечной активности. Чёрные кружки: 6 тысячелетних реконструкций ЗТ и СА по (Наговицын, 1997а); чёрные квадраты: средняя по этим же температурным реконструкциям и СА по (Наговицын, 2005, 2007); светлые квадраты: реконструкция температуры Китая и СА по (Nagovitsyn, 2008).

Аналогичное исследование мы провели и для других реконструкций (как солнечной активности, так и земной температуры), охватывающих различные временные масштабы. На рис. 13.28 приведен сводный усредненный график. Таким образом, мы использовали в разных вариациях три ряда индексов солнечной активности и 7 рядов температуры Земли.

Основной вывод проведенного исследования следующий. Общий вклад солнечной активности в изменения глобальной земной температуры невелик, но не пренебрежимо мал: $K_0 = 0.18 \pm 0.05$, т.е. порядка пятой части дисперсии последней связано с солнечной активностью. Этот вклад сильно зависит от временного масштаба: если для циклических вариаций с периодами <40–50 лет он меньше 5% (для 11-летних – около 1%), то для времён порядка 80–90-летнего цикла Гляйсберга он начинает резко возрастать, достигая максимума (около 40–50%) для 200-летнего цикла Зюсса. Очевидно, что такая картина возникает из-за активного влияния земных климатообразующих факторов.

Таким образом, даже если мы найдём конкретный механизм воздействия солнечной активности на климат, решить задачу о его изменениях мы не сможем без рассмотрения всей земной климатообразующей системы, определяющей временные рамки вариаций, для которых это воздействие существенно.

ЧАСТЬ III.

ОСНОВЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Глава 14. ПРОГНОЗ ПРЕДСТОЯЩИХ ЦИКЛОВ¹

14.1. Общее введение

Задача прогнозирования солнечной активности с разной степенью заблаговременности является естественным продолжением фундаментальных исследований. Вместе с тем, во всей астрономии трудно найти задачу, более тесно связанную с потребностями общества. Эта сторона, вероятно, требует отдельного обсуждения. Здесь в главе о прогнозировании мы сначала должны уяснить себе, что собственно нужно прогнозировать. Какие индексы характеризуют солнечную активность? Почему часто используются именно индексы, а не прямые физические величины?

Действительно, казалось бы, прогнозировать надо непосредственно величину магнитного поля, поток излучения в различных длинах волн, поток космических лучей, температуру и плотность различных слоёв Солнца в активных и невозмущённых областях. Проблема состоит в том, что явления на Солнце представляют собой взаимодействие многих конкурирующих процессов, протекающих одновременно на разных высотах в атмосфере. Зачастую мы просто не можем характеризовать событие на Солнце каким-либо набором чётко определённых наблюдаемых физических параметров. Как правило, именно наиболее важный для физического описания явления процесс протекает либо в недоступных для наблюдения слоях, либо настолько быстро, что мы не успеваем его зарегистрировать, либо же точность наших наблюдений недостаточно высока. Поэтому почти всегда приходится использовать косвенные индексы, обобщающие нашу информацию о процессе.

Ещё одна трудность состоит в том, что все процессы на Солнце содержат значимую стохастическую составляющую. При одних и тех же условиях явление может произойти или не произойти. Это значит, что мы должны накопить большой экспериментальный материал, чтобы иметь возможность применять методы

¹ В настоящей Главе использованы исправленные и дополненные материалы из книги «Плазменная гелиогеофизика» (том II, раздел 8.4).

статистики. К сожалению, регулярные профессиональные наблюдения Солнца начались только в 1848 году. Что же касается данных о магнитном поле Солнца, рентгеновском излучении, солнечных вспышках, корональных дырах, корональных выбросах массы, то история надежных и высококачественных наблюдений здесь, как правило, охватывает всего лишь 1–3 солнечных цикла.

В целом все методы прогноза можно разделить на два типа. Первый тип можно условно назвать методом статистической экстраполяции. При этом используются те же данные, которые следует прогнозировать. Грубо говоря, это то, что в теории стрельбы называется стрельбой «по гипотезе». А гипотеза состоит в том, что цель будет продолжать двигаться равномерно и прямолинейно. Несмотря на кажущуюся простоту «гипотезы», на более изощренном языке это означает предположение, что статистические свойства прогнозируемого явления сохраняются и на прогнозируемый интервал времени.

Во втором типе используются какие-нибудь другие данные, которые являются либо временными предвестниками, либо характеризуют ситуацию, в которой вероятность события становится особенно высокой. Этот тип прогноза сближается с задачей распознавания образов.

Первый тип чаще используется при прогнозировании на несколько месяцев или лет вперёд, второй – обычно при прогнозировании нестационарных явлений в уже существующих активных центрах.

Разумеется, существует чёткая связь между степенью заблаговременности и точностью, а главное детальностью прогноза. Часто считается, что до начала 11-летнего цикла все прогнозы недостоверны. Дело в том, что еще в конце 30-х годов прошлого века Вальдмайером была высказана так называемая взрывная гипотеза, согласно которой никакие свойства 11-летнего цикла не связаны с характеристиками предыдущего цикла. Как мы увидим далее, сегодня мало кто разделяет это мнение, и прогноз предстоящего цикла и его характеристик всё-таки удаётся выполнять, по крайней мере, методом предвестников. После того, как цикл начался, удаётся вполне успешно прогнозировать среднемесячные значения индекса чисел Вольфа с заблаговременностью несколько лет. За месяц можно указать вероятные периоды повышенной активности, ориентируясь на 27-дневную повторяемость и понятие активных долгот. За 1–3 дня довольно уверенно прогнозируется вспышечная активность, но нельзя указать дату и место отдельной вспышки или коронального выброса массы. Последнее возможно только с заблаговременностью 1–3 часа, и такой прогноз называется сверхкраткосрочным.

14.2. Прогноз цикла

14.2.1. Основные методы прогнозирования

Прогноз солнечной активности на несколько лет вперёд, так же как прогноз характеристик следующего цикла, является одной из самых старых задач физики Солнца. По существу, эта задача возникла сразу после открытия солнечного цикла вообще. К сожалению, нельзя сказать, что за эти годы она успешно решена. Возможно, длительность ряда достоверных наблюдений ещё слишком мала. Во всяком случае, перед каждым максимумом цикла появляются статьи, которые дают прогноз высоты предстоящего цикла в диапазоне от 60 до 200 единиц чисел Вольфа (см., например, обзоры в работах (Obridko, 1995; Lantos and Richard, 1998; Hathaway et al., 1999)). Очередная демонстрация ненадёжности прогноза высоты цикла состоялась в 23 цикле. Р. Кане (Kane, 2001) проанализировал 20 прогнозов высоты 23 цикла (на самом деле их было гораздо больше) и обнаружил, что только 8 из них отклонялись от истинного значения (в его работе указано значение 122) меньше, чем на 20 единиц. Ситуация с прогнозом 24 цикла оказалась не лучше.

Разумеется, здесь нельзя дать полный обзор методов прогнозирования, некоторое представление об их совокупности в целом можно получить из довольно обширных обзоров (Vitinskii, 1965; Hathaway et al., 1999; Lantos and Richard, 1998). Здесь мы только укажем основные прогностические методы. Строго говоря, их не так уж много. Первый напрашивающийся метод проистекает из самого утверждения о существовании солнечной цикличности. Предполагая, что все циклы одинаковы, находим длину цикла и прогнозируем основные даты цикла. К сожалению, циклы сильно различаются по длине и высоте, поэтому используются различные методы спектрального анализа (Фурье, СВАН, вэйвлет). Иногда расчёты доводятся до очень высоких гармоник. Однако длительность надёжных наблюдений составляет всего около 150 лет, поэтому низкочастотная часть спектра вычисляется с большими погрешностями. К работам этого типа относятся (McNish and Lincoln, 1949; Calvo et al., 1995; Conway et al., 1998; Бондарь и др., 1996). Были использованы разные методы для повышения заблаговременности прогноза (Чистяков, 1983; Dmitrieva et al., 2000) и методы, использующие внутреннюю структуру цикла (Stewart and Panofsky, 1938; Hathaway et al., 1994). Все эти методы, по существу, являются методами статистической экстраполяции.

Поскольку в таких методах трудно учесть вековую составляющую, они более эффективны для прогноза внутри цикла. Статистические методы типа

(McNish and Lincoln, 1949) широко используются в практическом прогнозировании. Относительно недавно возникшие методы, использующие нейронные сети, также дают удовлетворительные результаты, как для расчёта циклических кривых, так и для прогноза конкретных событий (McPherson et al., 1995; Fessant et al., 1996). Оба этих подхода особенно эффективны при прогнозе циклического хода на несколько месяцев вперёд.

Разновидностью таких методов является использование среднего цикла. При этом опять-таки предполагается, что все циклы одинаковы, находится средний цикл и используется для прогноза. В чистом виде этот метод сейчас уже не употребляется, поскольку даёт большие ошибки. Его модификация состоит в том, что по начальной фазе развития цикла проводится перенормировка среднего цикла по амплитуде и временному масштабу, и уже этот перенормированный цикл используется для прогноза (иногда именно этот метод называют методом МакНиш-Линкольн). Часто эту перенормировку делают в течение всего цикла регулярно, используя текущие измерения. Такой метод даёт хорошие результаты, но у него не очень высокая заблаговременность. Иногда вместо среднего цикла используют цикл-аналог, который наиболее хорошо напоминает текущий цикл.

Для прогноза внутри цикла можно использовать также концепцию *основных опорных точек цикла* (Куклин и др., 1986; Kuklin et al., 1990). Эта концепция состоит в утверждении, что в каждом цикле есть моменты, когда плавное течение цикла резко меняется, и цикл переходит в новую фазу. Хотя длительности циклов различаются довольно значительно, момент наступления очередной опорной точки, отнесённый к полной длине цикла, меняется не так сильно. Кроме того, есть целый ряд признаков, позволяющих уточнить положение опорной точки. Зная эти опорные точки, можно качественно предсказать дальнейший ход цикла (Обридко и Шельтинг, 2003). П. Лантос разработал метод, сопоставляющий максимальную высоту цикла со скоростью роста в точке перегиба на восходящей ветви кривой сглаженных чисел Вольфа (Lantos, 2000). По крайней мере, для 23 цикла этот метод дал хороший результат (103 ± 20). К сожалению, сама эта точка перегиба располагается всего лишь за 1–2 года до максимума, а если учесть, что для вычисления сглаженных чисел Вольфа, уточнения положения точки перегиба и нахождения в ней скорости роста необходимо подождать не менее года, практическая применимость этого метода представляется сомнительной.

Для прогноза с большей заблаговременностью используется также дата или широта первых пятен нового цикла (Wilson et al., 1998a,b), дисперсия чисел Вольфа на разных фазах цикла (Обридко, 1988), соотношение период-амплитуда (Waldmeier, 1935; Чистяков, 1983; Schove, 1983a,b) и т.д. Пока не используются для регулярного прогноза, несомненно, существующие квазидвухлетние колебания (QBO). Вероятно, это связано с тем, что QBO не являются фазово-устойчивыми колебаниями, а скорее представляют собой последовательность импульсов с характерным временем следования 1.5–3 года (Обридко и Шельтинг, 2001).

Некоторые из этих методов используются и для прогноза предстоящих циклов. Однако упомянутая выше трудность, связанная с ограниченностью длины используемого наблюдательного ряда, делает эти прогнозы малодостоверными. Впрочем, существование векового цикла длительностью около 100 лет кажется вполне вероятным (Kane, 2001, 2002; Khramova et al., 2002).

В методах, в которых для прогноза используются только сами числа Вольфа, для прогноза высоты предстоящего цикла чаще всего применяется правило Гневышева-Оля (Гневышев и Оля, 1948) или его более известная модификация (Корескы, 1950). В оригинальной форме правило Гневышева-Оля гласит, что сумма чисел Вольфа чётного цикла всегда меньше, чем аналогичная сумма последующего за ним нечётного цикла. Здесь используется широко распространенная нумерация циклов, в которой, скажем, цикл с максимумом в 2000 году имел номер 23. М. Копецкий показал, что это правило выполняется и для среднегодовых значений в максимумах циклов, и именно в этой форме правило широко используется и цитируется. Подчеркнём, что правило работает именно в этой формулировке. Оно ничего не говорит о соотношении высот циклов в паре нечётный – чётный. Таким образом, циклы объединяются в пары (что, в общем, неудивительно, поскольку на Солнце физическим является не 11-летний, а 22-летний магнитный цикл), причём первым в паре является чётный. В этой формулировке правило весьма хорошо выполнялось до сих пор, но именно в 23 цикле оно нарушилось: 23 цикл оказался ниже 22-го.

Теперь мы обсудим группу прогностических методов, в которых характеристики цикла чисел Вольфа вычисляются с использованием других гелиофизических данных. Эту группу принято называть методами предвестников. Наиболее известным среди них является метод А.И. Оля (Оля, 1966), позднее развитый в работе (Ohl and Ohl, 1979). Метод предсказывает высоту предстоящего цикла на основе геомагнитной активности на нисходящей ветви данного цикла или

вблизи минимума. Этот метод позднее использовался в различных модификациях (Thompson, 1990, 1993; Feynman, 1982; Obridko, 1995; Lantos and Richard, 1998; Hathaway et al., 1999). В ряде случаев этот метод даёт существенно более надёжные результаты, чем любой из методов первой группы. Это и неудивительно. Метод Оля оказался, по существу, одним из первых причинно-обусловленных методов прогноза цикла. Сейчас ясно, что цикл представляет собой сложное преобразование крупномасштабных полей одного цикла в локальные поля следующего цикла. Именно эти локальные поля мы и наблюдаем в виде солнечных пятен. В то же время стало ясно, что геомагнитная активность в среднем определяется крупномасштабными полями на Солнце. Эта тесная количественная связь подтверждена многими работами (см., например (Obridko and Shelting, 1992; Белов и др. 2006)). Таким образом, возникает довольно парадоксальная связь: вариации магнитного поля на Земле являются предвестником магнитного поля на Солнце с заблаговременностью около 5 лет. Эта связь подтверждена довольно высокими коэффициентами корреляции (до 0.90—0.97) и проявляется также в виде так называемого «протяжённого» солнечного цикла. К сожалению, 23 цикл и в этом отношении оказался аномальным: прогноз давал значения чисел Вольфа в максимуме 137–177 (см. например (Lantos and Richard, 1998)), а его реальное значение оказалось 122. Заметим, впрочем, что в работе (Obridko, 1995) в некоторых модификациях метода Оля 23-й цикл также получался невысоким.

Родственными с методом А.И. Оля являются разработанные в последнее время методы прогноза, опирающиеся на разнообразные индексы крупномасштабного или полярного магнитного поля. Здесь большой цикл работ был выполнен В.И. Макаровым с сотрудниками (см. (Makarov and Makarova, 1996; Макаров и Тлатов, 2000)). Сводка результатов дана в работе (Макаров и Тлатов 2005). Оказалось, что по полярному полю можно уверенно прогнозировать следующий цикл с заблаговременностью 5–6 лет. Прогноз следующего цикла по характеристикам короны был дан также в работах (Badalyan et al., 2001; Altrock, 2003).

Физическим основанием для прогноза по полярному полю является теория динамо. Уравнения динамо Паркера (Parker, 1955) являются сегодня наиболее распространённой схемой генерации магнитного поля на Солнце (Krause and Radler, 1980). В этой схеме дипольное магнитное поле в результате дифференциального вращения превращается в приэкваториальное поле активных областей (ветвь Ω динамо), а на второй стадии из экваториальных полей реставрируется

полярное поле (ветвь α). При этом предполагается одна ячейка меридиональной циркуляции. Движение от полюса к экватору происходит на нижней границе конвективной зоны, а движение от экватора к полюсу – вблизи поверхности. Эта схема сильно упрощена и в настоящее время подвергается значительной критике или дополняется различными деталями. В частности, неясно, как сгенерированное в основании конвективной зоны магнитное поле поднимается вверх, и в каком виде оно становится доступным для наблюдения на уровне фотосферы.

Тем не менее, важным аргументом в пользу ветви Ω динамо является высокая корреляция полярного поля в минимуме цикла с высотой последующего максимума. Это сопоставление работает как при использовании прямых наблюдений полярного поля в циклах 22–24 (Hathaway and Upton, 2016), так и при использовании косвенных оценок для циклов 12–23 по aa-индексу (Wang and Sheeley, 2009) и по характеристикам крупномасштабного магнитного поля, восстановленным по данным о полярных факелах и волокнах в H_{α} (Obridko and Shelting, 2008). Интересно, что имеет смысл рассматривать отдельно северное и южное полушарие.

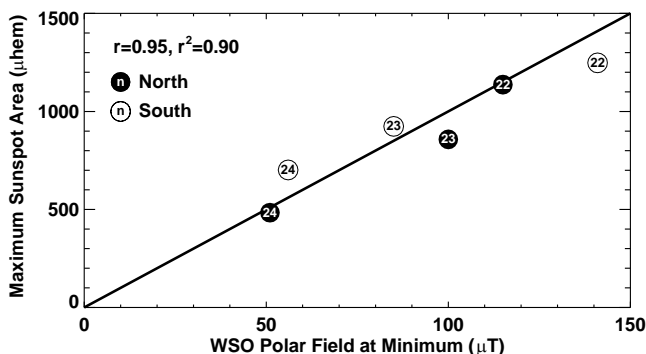


Рис. 14.1. Связь полярного поля в минимуме цикла по данным WSO с суммарной площадью пятен отдельно для северного и южного полушарий. Площадь выражена в миллионных долях полусферы (Hathaway and Upton, 2016).

Но почему меняется само полярное поле? Процесс реставрации полярного поля до конца неясен. Наиболее распространённым является механизм Бэбкока-Лейтона (Babcock, 1961; Leighton, 1969; Upton and Hathaway, 2014). Тем не менее, до сих пор не ясно, каково соотношение двух процессов – адвекции и диффузии (Georgieva, 2011; Obridko et al., 2012b).

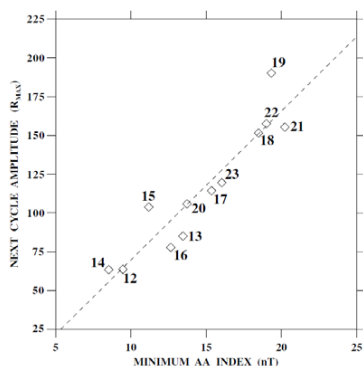


Рис. 14.2. Связь максимального среднегодового значения числа солнечных пятен с aa-индексом в предыдущем минимуме (Wang and Sheeley, 2009). Здесь коэффициент корреляции 0.93.

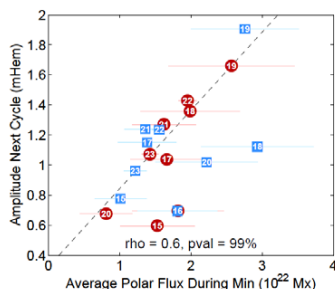


Рис. 14.3. Корреляция полярного потока и амплитуды следующего цикла. Квадратами и кружками указаны данные для северного и южного полушарий соответственно (Miyoz-Jaramillo et al., 2013).

Некоторые трудности в механизме Бэбкока-Лейтона состоят в том, что суммарный магнитный поток солнечных пятен изменяется на протяжении 11-летнего цикла в 10–12 раз, в то время как поток крупномасштабных полей – менее чем в 2 раза. При этом суммарный магнитный поток солнечных пятен составляет не более 11–14% от общего магнитного потока Солнца (Harvey, 1996). Кроме того, меридиональные течения сильно изменяются в течение цикла и, возможно, являются не причиной, а следствием волны активности.

В простейшей схеме сгенерированное на глубине магнитное поле всплывает на поверхность в виде трубок. Однако моды возникновения активных областей совершенно не похожи на те, что должны быть при всплывании монолитных трубок. Мы явно наблюдаем собирание отдельных ячеек магнитного поля в

общую структуру (Getling et al., 2015, 2016). Таким образом, нельзя непосредственно отождествлять магнитный поток, который генерируется на больших глубинах, и число и площадь активных областей, хотя они, конечно, связаны.

В настоящее время накопилось уже много данных, говорящих о том, что должен существовать дополнительный процесс, преобразующий сгенерированное на больших глубинах магнитное поле в поля солнечных пятен. Это может быть распределённое динамо, подповерхностное динамо, мелкомасштабное динамо. Есть основания полагать, что в конвективной зоне существуют не одна, а две или даже три ячейки генерации (Pipin, 2015; Pipin and Kosovichev, 2014, 2015; Du, 2015; Yadav et al., 2015) или другие процессы, собирающие всплывшее слабое поле на поверхности в сильные поля активных областей (Getling et al., 2015, 2016; Brandenburg et al., 2016).

Обычно при изучении генерации полярного поля обращают внимание преимущественно на смещение хвостовых частей групп пятен к полюсам. Однако механизм включает в себя и взаимодействие головных частей групп через экватор. Этот процесс изучен ещё меньше, чем прямой дрейф к полюсам. Подробный обзор взаимосвязи полушарий через экватор дан в работе (Norton et al., 2014). Поэтому есть основания полагать, что меридиональная компонента крупномасштабного поля может служить прогностическим индексом. Попытка разработать такой индекс была сделана в работе (Обридко и Шельтинг, 2017).

Наконец, можно использовать некоторые характеристики цикла в минимуме. На рисунке 14.4 сопоставлены асимметрия числа солнечных пятен в минимуме A_m с высотой последующего максимума W_{max} (слева, коэффициент корреляции $\rho = 0.777$), корреляция A_m с числом пятен в минимуме W_m (в центре, $\rho = 0.658$) и корреляция W_m с W_{max} (справа, $\rho = 0.837$). Оказалось, что между асимметрией в минимуме цикла и высотой предстоящего максимума наблюдается устойчивая отрицательная корреляция (Latyshev and Olemskoy, 2016; Badalyan and Obridko, 2017).

В принципе, два типа прогнозов могут быть объединены. После того как определены некоторые опорные точки тем или иным методом либо спрогнозирована высота цикла в какой-либо фиксированной фазе цикла методом предвестников, можно далее применить метод статистической экстраполяции или использовать перенормированный среднестатистический цикл. Близкий к этому «синтетический» метод был использован в работе (Hathaway et al., 1999).

Тем не менее, все предвестники эффективно работают только после начала цикла на фазе минимума или ещё лучше на фазе роста.

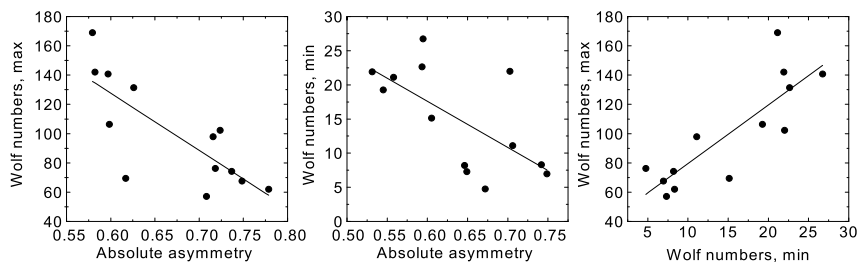


Рис. 14.4. Сопоставление асимметрии числа солнечных пятен в минимуме A_m с высотой последующего максимума W_{max} (слева), корреляция A_m с числом пятен в минимуме W_m (в центре) и корреляция W_m с W_{max} (справа).

В пределах настоящего раздела мы характеризуем цикл числами Вольфа. Вообще говоря, индексов, характеризующих цикл, довольно много. Это числа Вольфа, число пятен, число групп пятен, суммарная площадь пятен, поток радиоизлучения на различных длинах волн, чаще всего на 10.7 см, поток ультрафиолетового излучения, фоновый поток рентгеновского излучения, магнитный поток на разных высотах и широтах, яркость короны в разных длинах волн. Эти индексы характеризуют разные стороны активности Солнца, относятся к разным слоям в атмосфере Солнца и по-разному влияют на космическую погоду. Ряды этих индексов имеют разную продолжительность. Кроме того, эти ряды обычно нельзя считать однородными, так как индексы зачастую измерялись на разных обсерваториях.

Наиболее длинными являются ряды чисел Вольфа, групп пятен и их суммарной площади. Они довольно хорошо коррелированы, хотя и не идентичны. Иногда можно встретить с утверждением, что наиболее пригоден для анализа индекс числа групп пятен, введенный в работе (Hoyt and Schatten, 1998). Поскольку это очень важный вопрос, мы ниже изложим результаты тщательного исследования, выполненного в работе (Nathaway et al., 2002), где сглаженные месячные «групповые числа» G , сравниваются с Цюрихскими (международными) числами Вольфа R_z , потоком радиоизлучения на волне 10.7 см F , и полной площадью пятен S . Оказалось, что R_z , F и S согласуются между собой несколько лучше, чем с G . Антикорреляция между амплитудой цикла и длительностью фазы роста (так называемый эффект Вальдмайера) и между амплитудой цикла и длиной предыдущего цикла значительно лучше видна в R_z . Корреляция между амплитудой цикла и уровнем активности в предыдущем минимуме проявляется примерно одинаково в обоих индексах. Эффект Гневышева-Оля несколько силь-

нее в G, но коэффициенты корреляции выше в R_Z . Вековой рост амплитуд циклов значительно сильнее в G. После удаления этого тренда в оставшихся данных нет следов 80-летнего цикла Гляйсберга или каких-либо других многоцикловых периодичностей. Авторы сделали вывод, что для характеристики современной активности числа Вольфа предпочтительнее.

Все прогнозы, которые мы будем цитировать ниже, естественно, используют старую систему чисел солнечных пятен (версия 1), которая существовала до 2015 года.

14.2.2. Предвестники продолжительного периода невысоких циклов

Мы пишем эту книгу в совершенно особый период в конце ветви спада 24 цикла и вблизи минимума, который разделит 24-й и 25-й циклы. Особая специфика этого периода состоит в том, что появились признаки, указывающие на общее понижение уровня солнечной активности. Вообще говоря, в этом нет ничего удивительного. Если посмотреть снова на рисунок 1.1, то видно, что за последние 250 лет такие периоды встречались дважды. В начале XIX века было подряд два цикла (пятый и шестой), высота которых в максимуме не превышала 50 единиц. Это значит, что их высота была равна примерно 43% от среднего значения. Этот период принято называть минимумом Дальтона. Другой период двух-трех малых циклов, из которых самый низкий (14-й) не превышал 57% от среднего значения, наблюдался в конце XIX и начале XX веков. Ещё раньше, в XVII столетии наблюдался широко известный Маундеровский минимум (1645–1710 гг.), в котором высоты циклов были ниже современных средних значений в 5–10 раз (подробнее об этом периоде см. Главу 12).

Именно поэтому не было ничего удивительного, что после очень высокого 19-го цикла активность пошла на спад, 20-й цикл почти точно соответствовал среднему значению, а затем, в согласии с правилом Гневышева-Оля, цикл 21 был выше среднего. Однако дальше начались сюрпризы.

Цикл 22 не был невысоким. Наоборот, он превосходил по высоте довольно высокий 18-й цикл. Отсюда в соответствии с правилом Гневышева-Оля мы должны были ожидать цикл, по высоте превосходящий 19-й. Это значит, что ожидался цикл, самый высокий из наблюдавшихся в последние 400 лет. Он даже получил название «максимум – максимум». Большинство прогнозов безоговорочно отдавал предпочтение высоким значениям. Обзор этих прогнозов дан в разделе 14.3.1

К сожалению, Солнце не захотело слушаться этих прогнозов, и 23 цикл оказался ниже 22 в нарушение правила Гневнышева-Оля.

К этому моменту появились аргументы, говорящие о том, что мы всё-таки движемся к периоду нескольких аномально высоких циклов. В работе (Duha, 2003) показано, что соотношение высот чётных и нечётных циклов со временем меняется, и можно ожидать его нарушения не только в паре 22–23, но и в паре 24–25. При этом была предсказана высота цикла 87.5 ± 23.5 . В работе (Обридо и Шельтинг, 2009) были изучены аномалии магнитного поля Солнца и асимметрии меридиональной циркуляции. Показано, что в течение последних трёх циклов напряжённость полярного магнитного поля систематически снижается. Это связано с тем, что рост магнитного момента диполя, наблюдавшийся с 1915 по 1976 год, сменился в последующие три цикла спадом.

Эти данные были интерпретированы как свидетельство возможного приближения Маундеровского минимума или последовательности невысоких циклов.

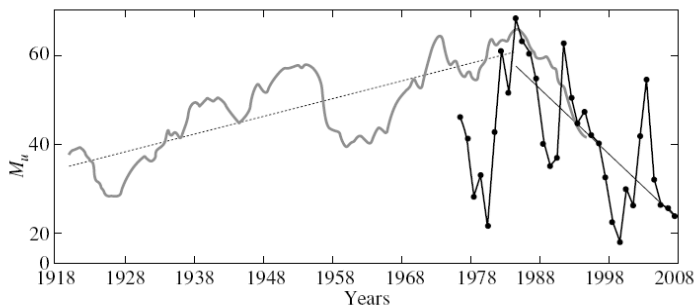


Рис. 14.5. Магнитный момент солнечного диполя как функция времени.

В работах (Penn and Livingston, 2006; Livingston and Penn, 2009) представлены результаты исследований магнитного поля и яркости в наиболее тёмных точках пятен. Оказалось, что имеется линейный тренд, который может привести к полному исчезновению пятен к 2015 году. При этом было показано, что минимальная напряжённость магнитного поля, при которой пятно наблюдается как тёмный объект на поверхности, Солнца составляет 1500 Гс. Приблизительно такие величины и наблюдаются в малых пятнах (см. формулы 2.5 а, б, в, г.). По-

следующие наблюдения (Livingston et al., 2012) показали, что наклон не такой сильный, но

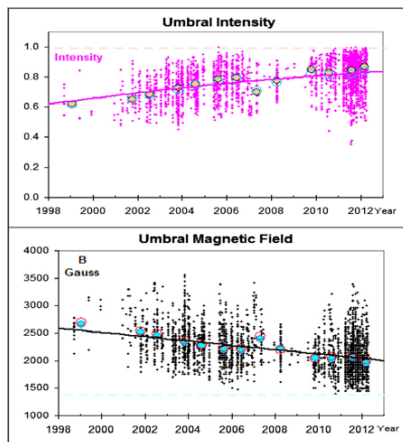


Рис. 14.6. Изменение со временем магнитного поля и яркости в наиболее тёмных точках пятен (рисунок взят из работы (Livingston et al. 2012)).

он всё-таки заметен и может привести к сильному понижению числа наблюдаемых пятен к 2025 году. На самых последних картинках тех же авторов этот спад уже почти не заметен. В работе (Nagovitsyn et al., 2012) показано, что в течение периода 1998–2011 гг. число больших пятен постепенно уменьшалось, а число малых пятен росло. Это может объяснить описанный выше эффект. В.Н. Обридко и О.Г. Бадалян (2013), проанализировали соотношение больших и малых групп пятен и показали, что увеличение числа малых групп характерно для невысоких циклов. Заметим, что Маундеровский минимум тоже может быть связан с преобладанием малых пятен, недоступных для наблюдения в XVII веке.

14.3. Прогнозирование циклов 23–25

14.3.1. История прогнозирования 23 цикла

Для выработки согласованного прогноза 23 цикла 9–25 сентября 1995 г. в Боулдере (США) состоялось рабочее совещание (<http://www.sec.noaa.gov/info/Cycle23.html>), в котором участвовали 12 ведущих прогнозистов из 10 агентств мира (J.A. Joselyn, J. Anderson, H. Coffey, K. Harvey, D. Hathaway, G. Heckman, E. Hildner, W. Mende, K. Schatten, R. Thompson, A.W.P. Thomson и O.R. White). Отсутствовали представители России, но незадолго до этого на IV симпозиуме по прогнозированию в Оттаве (Канада) были доложены результаты другого совещания, которое было проведено в России в ИЗМИРАНе

в марте 1994 года (Obridko et al., 1994; Obridko and Kuklin, 1994; Obridko, 1995). Результаты этих двух совещаний в целом согласовались друг с другом.

Участники совещания рассмотрели 28 прогнозов и разделили их на 6 классов по типу методики. Результаты даны в таблице 14.1, причём использовались также «климатологический» средний цикл по данным 18–22 циклов, и «климатологический» средний по всему набору данных.

После обсуждения участники совещания приняли как наиболее вероятную дату максимума март 2000 года с возможной ошибкой ± 15 месяцев. Согласованные значения прогнозируемых чисел Вольфа и радиопотока на длине волны 10.7 см даны в таблице 14.2.

Таблица 14.1. Прогноз сглаженных месячных чисел Вольфа для максимума 23 цикла.

Метод	Нижний предел	Среднее значение	Верхний предел
Соотношение четный/нечетный цикл	165	200	235
Предвестники	140	160	180
Спектральный анализ	135	155	185
Климатология 18–22	125	155	185
Нейронные Сети	110	140	170
Полная климатология	75	115	155

Таблица 14.2. Согласованный прогноз.

Параметр	Нижний предел	Среднее значение	Верхний предел
Сглаженное месячное число Вольфа	130	160	190
Сглаженный месячный поток на 10.7 см	175	205	235

В целом, выводы о том, что 23 цикл будет если не самым высоким, то, во всяком случае, выше среднего, были широко распространены и легли в основу ряда международных проектов. К сожалению, эти прогнозы не оправдались. Правда, фаза максимума для чисел Вольфа (апрель 2000 года) была указана довольно точно, но число Вольфа (120.8) оказалось ниже нижнего предела. Несколько лучше была ситуация с прогнозом потока (184.2 в апреле и 202.3 в июле 2000 года), зато в декабре 2001 года наблюдался вторичный максимум потока (235.1), что фактически выходит за пределы предсказанного интервала. То, что вторичный максимум потока был выше основного, не наблюдалось никогда в предыдущих циклах.

Неудача прогноза по правилу Гневышева-Оля вызвала большое разочарование среди прогнозистов. До сих пор это правило считалось одним из самых надёжных и физически обоснованных. Существует любопытное соображение, состоящее в том, что сбой в паре циклов 22–23 определился не аномально низким 23-м, а аномально высоким 22-м циклом. Кроме того, этот сбой, вероятно, был вызван попаданием пары циклов 22–23 на экстремум 100-летнего цикла (Bonev, 1997). В работе (Tlatov, 2015) показано, что правило Гневышева-Оля меняет знак с периодом 200 лет. Именно такая инверсия и произошла в паре циклов 22–23. Соответственно, в следующей паре нечётный 25 цикл должен быть ниже цикла 24 и, следовательно, можно ожидать низкой активности в диапазоне 2025–2035 гг.

14.3.2. История прогнозирования 24 цикла

Хотя прогноз цикла до его начала – вещь неблагодарная и не совсем достойная, тем не менее, ряд соображений о высоте 24 цикла снова были высказаны заблаговременно. Достаточно надёжными казались оценки фазы минимума (первый квартал или середина 2007 года) и фазы максимума (вторая половина 2010 года или первый квартал 2011 года). Обе эти оценки не оправдались. Как известно, затянутая фаза спада 23 цикла привела к тому, что фаза минимума наблюдалась только в декабре 2008 года, а фаза максимума только в апреле 2014 года. При этом максимумы северного и южного полушарий были сильно разнесены. Максимум в северном полушарии наступил уже в середине 2011 года, а максимум в южном полушарии – в апреле 2014 года.

Что касается высоты цикла, то так же, как перед 23 циклом, большинство исследователей сходилось на том, что 23 цикл будет высоким, все прогнозы давали среднюю или даже низкую высоту цикла 24. Здесь, вероятно, играет роль утвердившиеся сейчас представления о 100-летнем периоде модуляции солнечной активности. Так, в работе (Schatten, 2002) указана высота 120 ± 40 и фаза максимума – апрель 2011 года. В работе (Duhauc, 2003) с учётом векового цикла указана величина 87.5 ± 23.5 . Некоторые авторы (Wang J.-L. et al., 2002) полагали, что высота будет $83.2\text{--}119.4$, другие (Meyer, 2003) дают значение 110 ± 15 . В.Ф. Чистяков ещё в 1983 году указывал (Чистяков, 1983), что 23 и 24 циклы будут низкими (~ 80 , причем 24-й ниже 23-го). М. Храмова с соавторами (Khranova et al., 2002) получили невысокое значение предстоящего цикла – $123\text{--}124$ при сглаживании по 8 месяцам. При пересчёте в стандартные сглаженные по 13 месяцам можно ожидать значений на 10–15% меньше.

Работы, использующие метод предвестников, также давали низкие значения предстоящего цикла. В.И. Макаров и А.Г. Тлатов (2005), используя топологический индекс магнитных нейтральных линий как предвестник, получили $W_{\text{MAX}}(24) \approx 75 \pm 10$, а с использованием индекса корреляции между полярностью фонового магнитного поля в северном и южном полушариях Солнца $W_{\text{MAX}}(24) \approx 70 \pm 10$. К. Шаттен также по данным о полярном поле Солнца получил R_z около 100 ± 30 (Schatten, 2003). В работе (Svalgaard et al., 2005), также основанной на анализе полярного поля, авторы пришли к выводу, что 24 цикл будет самым низким за последние 100 лет и указывают его высоту 75 ± 8 . Заметим, что в работе (Badalyan et al., 2001) на основе наблюдений короны дано казавшееся тогда совершенно невероятным очень низкое значение высоты 24 цикла (около 50).

Впрочем, прогнозировались и довольно высокие значения 24 цикла. Общая сводка прогнозов по 36 публикациям дана на рисунке 14.7, который взят из работы (Obridko and Shelting, 2008).

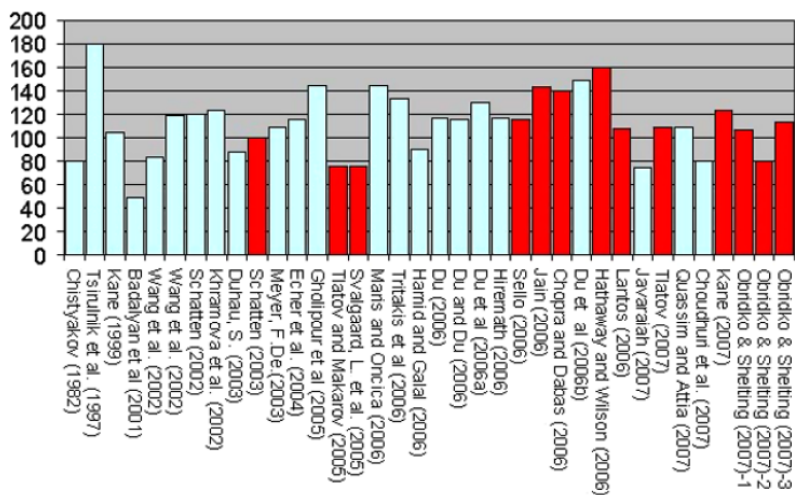


Рис. 14.7. Прогнозы высоты 24 цикла.

Красным цветом показаны прогнозы, которые используют метод предвестников.

Важно отметить, что все прогнозы, показанные на рисунке 14.7, сделаны до 2008 года, то есть до начала 24 цикла. Поэтому прогнозы, имеющие низкую заблаговременность, сюда не включены.

Уже из этого рисунка видно, что в целом все прогнозы заключены в широком диапазоне от 50 до 160 единиц.

Более полная сводка прогнозов опубликована в работе (Pesnell, 2012). Она содержит информацию о 75 прогнозах, в том числе и тех, которые сделаны уже после начала 24 цикла. По совокупности всех данных из этой работы построена таблица 14.3.

Таблица 14.3. Прогноз сглаженных среднемесячных чисел Вольфа для максимума 24 цикла.

Метод	Число прогнозов	Среднее значение	Диапазон
Среднее значение по 23 предыдущим циклам		115±40	49–202
Среднее значение по всем прогнозам	75	113±32	40–185
Спектральный анализ	18	101±30	42–180
Полная климатология	18	105±34	40–185
Недавняя климатология	4	143±17	120–160
Нейронные Сети	3	133±20	110–145
Динамо модели	4	120±44	80–168
Все предвестники	28	118±29	70–180
Геомагнитные предвестники			
Все	16	127±26	75–180
aa	9	132±19	97–160
A _p	7	120±33	75–180
Солнечные предвестники			
Все	12	108±31	70–175
Полярное поле	3	88±24	70–115
Другие предвестники	9	111±29	74–175
Реальные значения			
Первый максимум в основном в N полусфере		66.9	
Второй максимум в основном в S полусфере		81.9	

Реальная высота 24 цикла в системе сглаженных среднемесячных значений оказалась 81.9, то есть те, кто предсказывал невысокий цикл, оказались не так уж неправы. Среднее значение по совокупности всех прогнозов близко к среднему наблюдаемому значению максимумов 23-х предыдущих циклов. Наиболее близкими к наблюдаемому значению оказались прогнозы, которые были сделаны по солнечным предвестникам. Однако надо отметить, что большинство из них (особенно по полярному полю) опираются на данные в минимуме или даже на фазе

роста 24 цикла. Еще раз заметим, что все прогнозируемые и измеренные значения чисел солнечных пятен в данном разделе даны в старой системе (Версия 1).

14.3.3. Итак, что нас ждет в 25 цикле?

Следует заметить, что, если мы действительно находимся в периоде смены знака правила Гневашева-Оля, то можно ожидать, что 25 цикл будет ещё ниже, чем 24. Это означает, что есть определённая вероятность постепенного падения уровня солнечной активности вплоть до середины 40-х годов XXI века. Приблизительно такая же ситуация наблюдалась в начале XIX и XX столетий. Р. Кане (Kane, 2002), ориентируясь на существование столетнего цикла, полагает, что в ближайшие 50 лет мы будем наблюдать цепочку постепенно снижающихся по высоте циклов. Выше мы уже упоминали аналогичные выводы в работах (Boney, 1997; Tlatov, 2015).

В разделе 14.2.2 мы привели ещё ряд аргументов в пользу возможного наступления периода низких циклов.

Любопытно, что если наблюдаемое потепление климата является совместным действием техногенных и гелиофизических факторов, то, ориентируясь на приведённые выше соображения, можно ожидать некоторой стабилизации этого процесса.

Надо сказать, что смелых работ, которые с большой заблаговременностью предсказывали сильное понижение солнечной активности в первой половине XXI века, не так уж мало. Первой из известных нам работ является работа (Чистяков, 1983). Ориентируясь на вековой цикл, он предсказал высоту максимумов 22, 23 и 24 циклов равной, соответственно, 102, 75 и 88. Во всяком случае, для 24 цикла его прогноз очень близок к наблюдаемому значению. Для 25 цикла Чистяков дает значение 121, что несколько выше среднестатистического значения по совокупности всех предыдущих циклов. В том же году другая группа (Контор и др., 1983), ориентируясь на огибающую вершин циклов, предсказали ход солнечной активности вообще до 44 (!) цикла, максимум которого, по их понятиям, должен наступить в 2235 году. Не заглядывая так далеко, мы приведём только их прогноз на 3 последних цикла (22–24). Они дают значения 106, 110, 113, которые не совпадают с наблюдавшимися, но отличаются от реальных не больше, чем многие другие упомянутые выше прогнозы. Для 25 цикла они дают значение 117, что практически совпадает со средним за последние 23 цикла.

Более современные прогнозы ориентируются на внутренние соотношения в циклах. Так, в работе (Du and Du, 2006) авторы, используя соотношение между длиной ветви спада и амплитудой предстоящего максимума, прогнозируют зна-

чение 111.6 ± 17.4 . В работе (Du et al., 2006b) на основе связи между длиной цикла и высотой предстоящего максимума дано существенно большее значение 144.3 ± 27.6 . Очень высокое значение и слишком ранняя дата максимума 24 цикла (145 ± 30 в 2010 году) даются в работе (Hathaway and Wilson, 2004). В то же время для 25 цикла они прогнозируют очень низкие значения (70 ± 30 в 2023 году). Напротив, в работе (Helal and Galal, 2013) авторы прогнозируют средние значения 118, используя в качестве прогностического индекса число дней, когда пятна не наблюдались вообще. Почти такая же величина (116) получена с использованием геомагнитных данных в работе (Quassim et al., 2007). М.И. Пишкало предположив, что длина 24 цикла будет 11.1 года, дал значение 112 ± 33.4 (Pishkalo, 2008).

Сегодня, когда пишется эта книга, минимум 24/25 еще не наступил. Если он будет таким же затяжным, как минимум 23/24, он может затянуться еще на 1–2 года. Это не позволяет эффективно использовать наиболее надёжные методы с использованием полярного магнитного поля в качестве предвестников. Методы, позволяющие заблаговременно рассчитать полярное поле, пока слабо разработаны. Одной из таких работ является работа (Cameron et al., 2016b). В этой работе сделана попытка расчёта магнитного момента аксиального диполя на основе компьютерной симуляции поверхностного переноса магнитного потока и показано, что к 2020 году (предполагаемое время минимума) магнитный момент будет близок к тому, который наблюдался в конце 23 цикла. Это может означать, что максимум 25 цикла будет не сильно отличаться от максимума 24 цикла и составит ~90 единиц. Однако авторы подчеркивают, что в основе расчётов лежит идея случайного разброса всплывающих биполярных магнитных областей, и поэтому достаточно точный расчёт может быть дан только после наступления минимума 24/25.

Таким образом, самые надёжные методы могут давать определённый результат только после начала цикла и вообще не работают для прогноза на десятки лет вперёд. В этом отношении статистические и спектральные методы оказываются более эффективными. Они не достаточно точны, чтобы предсказать высоту каждого отдельного цикла, но способны указать долговременные тенденции к возникновению групп высоких или низких циклов.

Более подробно этот вопрос был изучен Ю.А. Наговицыным и М.Г. Огурцовым в работе (Наговицын и Огурцов, 2003). Они проанализировали совместно как данные о солнечной активности, так и информацию о температуре на Земле. Разработанный ими метод «кратномасштабного клонирования», основанный на вейвлет-преобразовании, позволяет получить картину будущих длительных (типичные времена – более 50 лет) изменений солнечной активности и климата Земли в общих чертах. Было показано, что в ближайшее столетие можно ожи-

дать длительного минимума СА и земной температуры вблизи 2010 года, минимума СА в 2050 ± 10 году и температуры Земли в 2070 ± 15 году. Очередной локальный климатический максимум должен наступить в 2040 ± 10 году. Его типичные температуры будут ниже, чем современные. Близкий по значению средней температуры климатический максимум можно ожидать в 2170 ± 20 году. Максимум следующего, 24-го 11-летнего цикла должен быть низким: ~ 60 единиц чисел Вольфа. По-видимому, в XXI веке максимумы 11-летних циклов будут ниже 100 единиц.

К таким же выводам пришли авторы работы (Janardhan et al., 2015). По их оценкам, высота 25 цикла будет $69 (\pm 12)$ и в дальнейшем следует ожидать минимума типа Маундера. М.Г. Огурцов также привлек к расчётам палеоастрофизические данные (Ogurtsov, 2016). По его расчётам максимум 25 цикла должен составлять 85.0 ± 30.5 . В работе (Zachilas and Gkana, 2015) показано, что средне-годовые значения числа солнечных пятен образуют детерминированную хаотическую систему низкого порядка. Они сделали вывод, что уровень солнечной активности снизится в ближайшие 90 лет, и это может соответствовать «грандминимуму» типа Маундеровского.

В заключение приведём согласованный вывод, принятый на совещании в Берне, Швейцария (01.03–03.03.2015), собранном специально для дискуссии о возможном прогнозе предстоящего уровня солнечной активности. Можно ожидать, что начало XXI столетия будет характеризоваться одним или двумя циклами довольно низкой или почти низкой активности. Это напоминает Дальтоновский минимум начала XIX века. Однако нельзя исключить и более глубокий спад типа Маундеровского, хотя и с меньшей степенью вероятности.

14.4. Заключение

В целом ситуацию с прогнозом циклов солнечной активности нельзя назвать удовлетворительной. Прогноз высоты цикла до его начала регулярно даёт сбой, и есть точка зрения, что он вообще невозможен при нынешнем уровне знания. Действительно, мы имеем информацию всего лишь о полутора десятках типов прогнозируемого события (в отличие, скажем, от вспышек, число наблюдений которых составляет многие тысячи). Существенное улучшение качества прогноза в ближайшее время кажется маловероятным, но прогноз некоторого спада солнечной активности в начале XXI века вполне обоснован. Прогноз части цикла на несколько месяцев или около года вперёд по сглаженным числам Вольфа даётся с довольно высокой степенью надёжности.

Глава 15. ПРОГНОЗ СОЛНЕЧНЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СОБЫТИЙ

15.1. Первые шаги прогноза

Если прогноз солнечной цикличности возник фактически сразу после начала профессиональных наблюдений Солнца и существует реально уже более 150 лет, то прогноз нестационарных процессов и явлений гораздо более молод и возник реально в период Международного Геофизического Года (МГГ) (1957–1958 гг.). Правда, прогноз магнитно-ионосферных возмущений для нужд навигации и радиосвязи существовал уже во время Второй мировой войны, но ввиду бедности солнечной информации он, по существу, не включал в себя солнечный прогноз и в лучшем случае ориентировался на 27-дневную повторяемость для чисел Вольфа. Однако к началу МГГ стало ясно, что для многих конкретных нужд в хозяйстве и обществе, для космонавтики, которая уже очевидно нарождалась, и для обороны и оборонной промышленности нужен более точный прогноз, а он не мыслим без широкой международной кооперации. В ситуации холодной войны, которая всячески препятствовала обмену людьми и данными, единственным выходом были международные проекты, которые более или менее удовлетворяли потребности ученых в обмене и, с другой стороны, позволяли политикам закрывать на это глаза, делая хорошую мину при плохой игре. В дальнейшем такие проекты стали просто регулярной практикой, которая помогает преодолевать политические, а в последнее время, в особенности, финансовые трудности в работах по солнечно-земной физике.

Вскоре после начала МГГ стало ясно ещё одно соображение, а именно то, что солнечные вспышки, которые до этого считались довольно редким явлением, оказывается, происходят очень часто, по несколько событий в день. Это значит, что Солнце вообще нельзя выпускать из виду, пропуск даже нескольких минут может иметь весьма серьёзные последствия, и необходим круглосуточный мониторинг. Правда, организовать этот круглосуточный мониторинг удалось не сразу и, по существу, он был реализован только в 90-е годы XX века.

В 1962 году была создана Международная служба урсиграмм и мировых дней, объединившая работу 12 центров, которые занимались краткосрочным прогнозированием гелио-геофизической активности. Наиболее известными из них были центры в Боулдере (США), Колорадо Спрингс (США), Медоне (Фран-

ция) и Крыму (СССР). При этом центр в Крыму работал только во время специальных экспериментов, так называемых «программ Северного». По существу, эти программы были созданы для оценки возможной опасности при полётах космонавтов, но в дальнейшем использовались и в других проектах. Анализ работы этих центров имеется в работе (Simon and McIntosh, 1972). Работа центра в Крыму подробнее описана в работах (Северный, 1958, 1964; Гопасюк и др., 1963; Severny and Steshenko, 1972).

Чем же располагали прогнозисты в то время? Раз в сутки с нескольких обсерваторий поступали телеграммы с оценками чисел Вольфа, числа пятен в группах, площадей групп пятен и магнитных полей пятен. Регулярно поступали также телеграммы с данными о потоке радио излучения на длине волны 10.7 см, 5 см и существенно реже – на длине 3 см. Раз в день поступали данные о радиовсплесках в интегральном радиопотоке как на фиксированных частотах, так и с анализом спектральной классификации. Особое значение придавалось обнаружению всплесков IV типа как указателю на вероятный выброс вещества и возможный «протонный» характер события. С некоторого времени начали поступать и данные о радиопотоке от отдельных активных областей по наблюдениям на Большом Пулковском радиотелескопе (БПР) ГАО РАН в Пулкове. Использовались также как дополнительные данные наблюдения в линии К CaII, а для раннего предупреждения о выходе центра из-за восточного лимба – данные о короне и радиоисточниках.

Данные мировой системы наблюдений о числе, балле и координатах вспышек, к сожалению, поступали довольно нерегулярно. Реально патруль вспышек в H_{α} никогда не обеспечивал круглосуточных наблюдений. Этих нерегулярных данных в общем было достаточно, чтобы оценить уровень вспышечной активности того или иного центра активности на Солнце, но недостаточно для того, чтобы гарантировать отсутствие пропусков и надёжно оценить степень оправданности прогноза.

В наилучшем положении находился центр в Боулдере, который получал также информацию с рентгеновских спутников. Кроме того, к ним поступали также данные с ряда специализированных полуавтоматических станций (наблюдения пятен, вспышек в H_{α} и всплесков на трёх и более радиочастотах).

Крайне необходима была информация о магнитном поле. Естественно, уже тогда было ясно, что вспышки, как правило, происходят в областях со сложной структурой магнитного поля. Одним из типов информации были телеграфные сообщения под кодом USSPI, в которых была закодирована магнитная и расши-

ренная цюрихская классификации групп пятен, сведения о наличии или отсутствии так называемой δ -конфигурации (то есть наличия в одной и той же полутени ядер разной полярности). Кроме того, отправитель должен был по возможности оценить максимальные горизонтальные градиенты. Эти данные наблюдатели получали путём фотографических или визуальных наблюдений магнитных полей пятен. Ещё более полными были данные, которые поступали в Крымскую астрофизическую обсерваторию кодом Солнце. По этой программе наблюдатель должен был измерить поле или хотя бы оценить полярность во всех пятнах группы и указать их координаты в прямоугольной декартовой системе. Таким образом, в идеале получалась фактически карта магнитного поля в активной области, что позволяло оценить потоки и градиенты. К сожалению, такие наблюдения с последующей обработкой и составлением сообщения занимали довольно много времени, иногда несколько часов, поэтому даже при очень хороших погодных условиях ни одна обсерватория не могла послать больше, чем одну телеграмму в сутки. Положение спасали собственные наблюдения, выполняемые в КраО, и консультации по телефону с наблюдателями из разных обсерваторий. В Боулдере использовались также «выведенные» магнитные поля, то есть структура магнитного поля, полученная из анализа H_d фильтрограмм по методу Макинтоша.

Формат выдаваемых прогнозов был довольно лаконичен. Прогноз, поступивший из Крымской обсерватории, просто содержал указание на максимальный оптический балл вспышек в каждый из предстоящих дней. Медонский центр указывал характеристику каждой активной области по следующей схеме: *спокойный* центр – менее одной хромосферной вспышки в день, *эруптивный* центр – несколько хромосферных вспышек в день и/или не более одного радиовсплеска в день, *активный* центр – по крайней мере, одно геофизическое явление в день и *протонный* центр – по крайней мере, одна протонная вспышка. Боулдеровский центр давал информацию открытым текстом и на основе довольно субъективной обработки указывал количественную вероятность вспышек с рентгеновскими классами M и X, а также протонных событий.

15.2. Оценка оправдываемости прогноза

Очень важной до сих пор не решённой полностью задачей является проблема оценки оправдываемости прогноза. Наиболее оптимальным является использование так называемых *матриц сопряжённости*. Проще всего она выгля-

дит, когда рассматривается прогноз одного типа событий, например, возникновение или невозникновение вспышки, так сказать события «да» и «нет». Тогда возможны 4 ситуации: «да+да» (событие прогнозировалось и оно произошло), «нет+да» (пропуск события), «да+нет» (событие прогнозировалось, но не произошло, завышенный прогноз), «нет+нет» (событие не прогнозировалось и оно действительно не произошло). Очевидно, что отношение суммарного числа событий типов «да+да» и «нет+нет» к полному числу событий характеризует точность прогноза. Если эту матрицу преобразовать так, что все числа в ячейках делятся на среднюю вероятность прогнозируемого события, то та же матрица будет характеризовать «мастерство» прогнозистов.

Понятие матрицы сопряжённости сильно усложняется, когда мы пытаемся её применять к более сложным системам прогнозов, где есть много возможных прогнозируемых событий или оценивается количественный прогноз. Тем не менее, она остается, на наш взгляд, лучшим инструментом оценки оправдываемости, и мы ниже приведем эту матрицу при оценке прогнозов Медонского центра (Simon and McIntosh, 1972). В первом столбце указано число и тип выданных прогнозов, в каждой ячейке процент по отношению к числу прогнозов данного типа, сумма процентов в каждой строке равна 100.

Таблица 15.1. Матрица сопряженности для прогнозов Медонского центра.

Прогноз	Спокойный	Эруптивный	Активный	Протонный
Спокойный, число выданных прогнозов 2463	89.9	9.2	0.85	0.08
Эруптивный, 343	47.1	50.0	2.9	0.00
Активный, 84	24	55	18	3
Протонный, 28	15	40	15	30
Средняя действительная вероятность	83.3	15.6	2.0	0.6

Таблица 15.2 показывает, что мастерство прогнозиста определяется именно прогнозом редких событий и степенью отклонения от климатологического прогноза.

Видно, что при прогнозировании спокойной ситуации особого мастерства не требуется; оно проявляется именно при прогнозировании редких событий.

Таблица 15.2 характеризует *мастерство прогнозиста*. Здесь все ячейки таблицы 15.1 в первых 4 строках поделены на соответствующие значения в ячейках последней строки.

Таблица 15.2. Мастерство прогноза для прогнозов Медонского центра.

Прогноз	Спокойный	Эруптивный	Активный	Протонный
Спокойный	1.08	0.6	0.4	0.13
Эруптивный	0.57	3.3	1.4	0.00
Активный	0.29	3.6	8.9	4.6
Протонный	0.17	2.6	7.6	52.0

Нельзя не сделать здесь замечание о психологии. Часто люди, далёкие от прогноза (хотя и весьма грамотные в остальном), узнав о вероятности прогноза события 50%, приравнивают это к бросанию монетки, не понимая, что 50-процентный прогноз события, естественная вероятность которого 0.6%, – это огромное достижение.

Второе замечание, уже более серьёзное, состоит в том, что все числа под главной диагональю в обеих таблицах выше, чем в симметричных ячейках над главной диагональю. Это отражает естественное желание прогнозиста застраховаться от ошибки. Психологически прогнозист считает, что пропуск события больший грех, чем завышенный прогноз. Это подводит нас к очень важному понятию, до сих пор редко используемому в реальной прогностической практике, – *дозе оправданного риска*.

Дело в том, что, если смотреть на прогноз с точки зрения потребителя, то становится ясно, что цена ошибки может быть совершенно разной в зависимости от того, для какой цели этот прогноз используется. Мы только что сказали, что прогнозирование спокойной ситуации не требует особого мастерства. Но возьмём, например, эксперимент по искусственному воздействию на магнитосферу, проводившийся в рамках советско-французского сотрудничества в начале 70-х годов прошлого века. Ожидаемый эффект был очень слаб. Требовалось провести эксперимент в абсолютно спокойных условиях. Любое, даже очень слабое возмущение могло затруднить или вообще сделать невозможным регистрацию и интерпретацию результатов эксперимента, на подготовку которого были истрачены огромные деньги и многолетний труд сотен людей. В этих условиях требования к мастерству прогнозирования спокойной обстановки резко возрастают.

Аналогичная ситуация имеет место, например, при выходе космонавта в открытый космос.

Заметим, однако, что перестраховка тоже может быть источником больших потерь; в ряде случаев она срывала сроки важных экспериментов и космических запусков.

Некоторым недостатком оценки мастерства прогноза с помощью приведённой выше таблицы является отсутствие единой количественной меры, которая позволяла бы сравнивать различные методики прогноза.

Поэтому в последнее время используется упрощённая матрица сопряжённости (Bloomfield et al., 2012). Предполагается, что прогноз должен дать ответ типа «да – нет» на вопрос, состоится или нет какое-либо событие в течение заранее заданного интервала времени. После этого строится матрица сопряжённости (таблица 15.3).

Таблица 15.3. Матрица сопряжённости по (Bloomfield et al., 2012). Используются обозначения: TP – правильный положительный прогноз, TN – правильный отрицательный прогноз, FP – ложный положительный прогноз, FN – ложный отрицательный прогноз.

Событие	Произошло	Не произошло
Прогноз «Да»	TP	FP
Прогноз «Нет»	FN	TN

Затем вычисляется параметр качества прогноза TSS (True Skill Statistics) по следующей формуле:

$$TSS = \frac{TP}{TP + FN} - \frac{FP}{FP + TN}.$$

Смысл этой формулы очевиден: относительная доля подтвердившихся положительных прогнозов минус относительная доля не подтвердившихся отрицательных прогнозов. Эта формула широко используется в последние годы (см. ниже, раздел 15.5) при сопоставлении различных методик прогнозирования. Однако она никак непосредственно не учитывает среднестатистическую встречаемость прогнозируемого явления. Кроме того, в такую методику расчета оправдаваемости трудно вставить оценку вероятности мощности того или иного события.

15.3. Оперативная диагностика гелиогеофизической обстановки как основа прогнозирования. Прогресс в объёме данных и их доступности для прогнозиста

Современный объём данных, которые могут быть использованы для прогноза, бесконечно превосходит объём данных, который был в руках прогнозиста 30–40 лет назад. Это связано, прежде всего, с использованием данных космических аппаратов и автоматизированных телескопов, что избавило исследователей от ограничений, связанных с погодой, и привело во многих случаях к возникновению действительно круглосуточного мониторинга. Многие данные, которые были упомянуты выше и наблюдались один раз в день, часто без разрешения по диску и в одной длине волны, сейчас наблюдаются с разрешением около 1–2 секунд дуги и выше практически постоянно. Имеются наблюдения в белом свете, в ультрафиолетовом диапазоне, рентгеновском диапазоне, радиочастотах. Полный поток наблюдается в γ -излучении, космических лучах. Перечислять все эти данные бессмысленно и, вероятно, невозможно. Поэтому сразу лучше перейти непосредственно к тому, как они используются в практике прогноза.

15.4. Сложность магнитного поля как основной первичный индекс прогноза

В течение долгого времени считалось, что сложность магнитного поля является не только необходимым, но и достаточным признаком предстоящего нестационарного процесса – вспышки или коронального выброса массы. Предполагалось, что, когда сложность достигает какого-то критического предела, накапливается достаточное количество магнитной энергии и она высвобождается в результате какого-нибудь самопроизвольного процесса неустойчивости. Эта, в общем, довольно правдоподобная картина стимулировала анализ критериев сложности магнитного поля, оставляя непосредственное возникновение вспышки на стохастический процесс. Непосредственный поиск предвестников вспышки с заблаговременностью несколько дней казался малоперспективным. Правда, сама сложность является довольно неопределённым топологическим понятием, и поэтому искались разнообразные критерии, которые описывали бы интуитивное понятие сложности.

Впрочем, эти критерии и сейчас, несомненно, пригодны для предварительного отбора потенциальных «кандидатов» на высокую вспыхивающую активность.

В последнее десятилетие стали доступны данные с высоким и очень высоким разрешением с наземных и, в особенности, внеатмосферных магнитографов (SOHO MDI и SDO HMI). Поэтому были заново проверены многие индексы сложности магнитного поля как по данным о продольном магнитном поле, так и с использованием информации о трансверсальных полях. По данным о продольном поле подтверждена прогностическая значимость градиента магнитного поля (Yu et al., 2009; Steward et al., 2011), длины нейтральной линии (Steward et al., 2011), напряжённости поля вблизи нейтральной линии (Schrijver, 2007; Falconer et al., 2011), расстояния между центрами противоположной полярности (Mason and Hoeksema, 2010), степени непотенциальности (Falconer et al., 2014; Livshits et al., 2015) и характеристик вейвлет спектра (Yu et al., 2010; Al-Ghraibah et al., 2015; Boucheron et al., 2015; Muranushi et al., 2015).

Анализ возможной вспышечной активности начинается с простейших характеристик – площади и числа пятен. Как правило, площадь потенциально вспышечной группы составляет несколько сотен м.д.п., в ней более десяти отдельных пятен. Потенциально вспышечная группа имеет хорошо выраженного лидера, имеет магнитный класс γ (то есть она является мультиполярной в том смысле, что пятна разной полярности «хорошо» перемешаны) и обычно имеет δ -конфигурацию (см. ниже). Используются также так называемая Цюрихская эволюционная классификация, которая характеризует группы пятен по степени их развития, и более сложная трёхмерная классификация, характеризующая развитие группы и тип головного пятна и полутени. Подробное описание этих типов классификации групп пятен можно найти выше в Главе 2 и в монографии (Обридо, 1985). С точки зрения эволюционной классификации вспышечные группы – это обычно большие группы классов E и A с большой развитой полутенью и сложной конфигурацией, то есть чаще всего группы типов Ekc, Eki, Fkc, Fki, Dki. Оказалось также, что мощные вспышки с излучением высокоэнергичных протонов чаще происходят в группах с сильно развитым лидером. Здесь полезным оказался индекс компактности, представляющий собой отношение площади наибольшего пятна в группе к площади всей группы (Касинский и др., 1977).

Некоторые американские центры считают отнесение той или иной группы к соответствующему классу по классификации Макинтоша достаточным для выработки прогноза. Действительно, как видно из рисунка 15.1, категории макинтошевской классификации дают очень хороший ориентир при оценке вспышечной продуктивности той или иной группы. Тем не менее, одной этой классифи-

кации, конечно, недостаточно. Необходимы более тонкие методы анализа реальных процессов в каждой из наблюдаемых на диске активной областей.

Далее прогнозист анализирует информацию о структуре магнитного поля. В относительно простых группах в нечётных циклах головное пятно в северном полушарии имеет N-полярность, а хвостовые – S-полярность. Это соотношение меняется на обратное при смене полушария и чётности цикла и называется законом полярностей Хейла. Группа обычно представляет собой вытянутый эллипс, слегка наклонённый к экватору на угол $-5-6^\circ$. Такая картина нарушается у групп

X-ray Flares vs McIntosh Classification

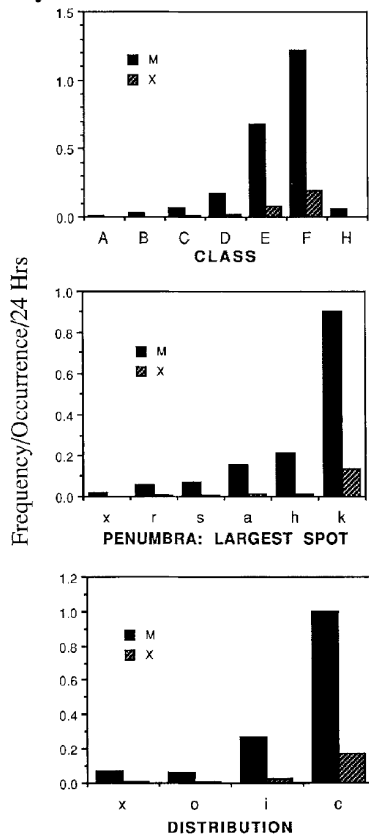


Рис. 15.1. Частота регистрации рентгеновского класса X в группах 17 различных категорий по макинтошевой классификации (Kildahl, 1980; McIntosh, 1990).

повышенной сложности. Как уже говорилось, было выполнено очень много работ для характеристики интуитивного понятия сложности. Одной из характеристик является магнитный класс группы, который упоминался выше. Простые биполярные группы имеют класс β , сложные группы, в которых пятна различной полярности образуют многосвязные структуры, имеют класс γ и, наконец, те из них, в которых внутри одной общей полутени имеются два и более ядра разной полярности, называются пятнами с δ -конфигурацией. Далее следует положение магнитной оси группы. В относительно простых группах магнитная ось, соединяющая головное пятно с хвостовым, вытянута вдоль круга широты. Чем больше она отклоняется от направления восток-запад, тем выше вероятность вспышки. Группы, где магнитная ось направлена в меридиональном направлении, а нейтральная линия вытянута вдоль экватора, обычно имеют очень высокую вспышечную активность. По-видимому, ещё выше активность у групп с антихейловским распределением полярности (можно условно считать, что в них магнитная ось повернута на угол больше 90°), но таких групп весьма мало, по разным оценкам около 3%. Для характеристики сложности использовались также горизонтальные градиенты. В работах сотрудников КрАО (Северный, 1958, 1964; Гопасюк и др., 1963; Severny and Steshenko, 1972) показано, что при горизонтальном градиенте 1 Гс/км вероятность крупной вспышки очень велика. Однако прямое использование этого критерия другими обсерваториями затруднительно, поскольку значения магнитного поля на разных обсерваториях сильно зависят от калибровки, разрешения и погодных условий. Поэтому используются другие критерии: длина нейтральной линии (чем она выше, тем больше сложность), число изгибов нейтральной линии, расстояние между центрами тяжести разной полярности, взаимопроникновение областей разной полярности. При наличии данных о полном векторе магнитного поля можно оценить отклонение направления силовых линий от потенциального (так называемый «шир»), попробовать рассчитать спиральность или хотя бы одну из компонент тока. Полезность таких расчётов пока крайне невелика, поскольку поперечная компонента поля находится из наблюдений с весьма низкой точностью.

15.5. Проблема алгоритмизированных методов прогноза вспышек (без участия прогнозиста)

Как понятно из сказанного выше, в конечном счёте, прогноз вырабатывается прогнозистом на основе многочисленных признаков, которые он держит в го-

лове. Естественно возникает вопрос, нельзя ли научить компьютер выдавать прогноз без участия человека (unmanned forecast). Такая процедура станет объективной и проверяемой. Попытки реализовать такую идею были в разных странах, в том числе и в Советском Союзе. Однако они наталкивались на многочисленные технические трудности, связанные, прежде всего, с отсутствием единых доступных баз данных.

Теперь ситуация резко изменилась. В распоряжении исследователей есть огромный набор разнообразных данных, полученных с недоступным ранее пространственным и временным разрешением. Неудивительно, что попытки построить такой объективный прогноз появились снова и особенно усилились после того, как стали доступны базы данных векторного магнитографа SDO/HMI.

Ясно, что работа с данными такого масштаба не под силу прогнозисту, и поэтому стали привлекаться алгоритмы для обучающихся машин. По существу задача ставится следующим образом:

1. Дать объективный алгоритмизированный «unmanned» прогноз.
2. Найти основные наиболее перспективные параметры, то есть не работать с сотнями типов данных, а выделить небольшое число независимых параметров.
3. Повысить точность прогноза.
4. Уточнить заблаговременность прогноза.
5. Уточнить инициацию, то есть ситуацию непосредственно перед началом вспышки. Это даст возможность уточнить модели вспышек.

Мы перечислим здесь несколько алгоритмов, которые пробовали применить для прогноза вспышек: алгоритм, моделирующий работу нервной системы человека (Qahwaji and Colak, 2007; Colak and Qahwaji, 2009; Higgins et al., 2011; Ahmed et al., 2013), 4.5-мерное дерево (Yu et al., 2009, 2010), векторная квантизация (Yu et al., 2009; Rong et al., 2011), регрессионная модель (Lee et al., 2007; Song et al., 2009) и многие другие (Li et al., 2008; Huang et al., 2013; Winter and Balasubramaniam, 2015; Qahwaji and Colak 2007; Bobra and Couvidat, 2015; Muranushi et al., 2015; Al-Ghreibah et al., 2015; Boucheron et al., 2015; Guerra et al., 2015).

Данные солнечного SDO/HMI вектор-магнитографа были использованы в работе (Bobra and Couvidat, 2015) для прогноза солнечных вспышек с использованием алгоритма обучаемых машин. Была поставлена задача типа «да-нет», то есть отличить активные области, в которых в течение 24 или 48 часов произойдет вспышка балла $\geq M1.0$. Более слабые вспышки не учитывались, и активная область считалась спокойной. Для анализа была использована база данных 2071

активных областей, для которых имелось 1.5 миллиона карт векторных магнитных полей. На основе векторных наблюдений авторы рассчитали базу из 25 индексов, в том числе такие сложные индексы как различные характеристики токовой спиральности, градиенты поля и токов, вариации силы Лоренца, свободная энергия (то есть разность между наблюдаемой и потенциальной энергией). Вообще говоря, использование таких сложных индексов вызывает некоторое опасение, поскольку точность определения трансверсальных полей и, особенно их производных, пока не велика. После предварительного тестирования из этих 25 индексов осталось 13, и на их основе проведены расчёты достоверности прогноза. Оказалось, что достигнута довольно высокая точность прогнозирования, $TSS = 0.610$ на 24 часа и 0.703 на 48 часов. Тем не менее, остаётся некоторое чувство неудовлетворённости. Так, 28.6% отрицательных прогнозов оказались неверными, то есть в «прогностически спокойных» областях произошли вспышки. Даже после устранения данных, в которых параметры Стокса при измерении магнитного поля были неопределёнными, TSS увеличился незначительно.

С точки зрения понимания физики вспышек более важны два других результата. Оказалось, что четыре параметра, по существу, выбирают всю дисперсию, то есть уже этих параметров достаточно для получения значимых значений TSS . Это абсолютная величина токовой спиральности, полная величина силы Лоренца (которую авторы вычисляют как сумму квадратов абсолютных величин вектора магнитного поля), полная плотность свободной энергии в фотосфере и полная абсолютная величина вертикального тока. Важно также отметить, что прогностически значимыми являются именно суммарные по всей активной области значения этих параметров, а не их средние значения.

Вообще говоря, нет ничего удивительного, что наиболее значимыми являются именно эти параметры, и это означает, что мы всё-таки не так уж плохо понимаем физику вспышек. Однако именно при вычислении этих параметров особенно сильно сказываются любые погрешности в измерении трансверсальных полей. С другой стороны, ни в одном из современных методов использования обучаемых машин среди параметров нет временных производных. Все методы, в конечном счете, опираются на структуру магнитного поля.

15.6. Изменение структуры магнитного поля как показатель всплытия магнитного потока

Практически ни в одном из перечисленных выше случаев не выведено точных алгоритмов прогноза. Таким образом, прогностическая практика состояла в

том, что достаточно субъективно оценивалась совокупность признаков, позволяющих отнести ситуацию к предвспышечной. В целом такая практика была довольно успешной, когда стояла задача прогноза высокой вспышечной активности. Однако постепенно стало ясно, что одной сложности структуры для возникновения вспышек мало. Стали дополнительно развиваться методы, учитывающие изменение структуры магнитного поля и, в первую очередь, всплывание магнитного потока.

Для возникновения большой вспышки необходимо всплытие достаточно большого потока ($>10^{13}$ Вб), и скорость его всплытия должна быть $>10^9$ Вб/с (Ишков, 1998) (1 вебер (Вб) = 10^8 Мкс, 1 максвелл = 1 гаусс·см², 1 гаусс = 10^{-4} тесла). При этом вспышки происходят группами, поэтому всплытие потока предсказывает не отдельную вспышку, а период вспышечного энерговыделения. Этот период может занимать от 16 до 80 часов, в среднем – 55 ± 30 часов.

Анализ векторных магнитограмм подтвердил изменение структуры магнитного поля, связанное с всплытием потока (Kubo et al., 2007). Обнаружены потоки фотосферного вещества поперёк нейтральной линии перед вспышкой (Welsch et al., 2009).

Обнаружены также уярчения в UV диапазоне, несомненно, связанные с всплытием магнитного потока и выделением тепловой энергии (Bamba et al., 2013; Brekke et al., 1996; Handy et al., 1999; Warren and Warshall, 2001; Nishizuka et al., 2009; Moon et al., 2004).

Конечно, непосредственно определить параметры всплывающего потока довольно трудно, и в большинстве случаев для этого отсутствуют необходимые данные. Однако по существу, всплытие вспышечного магнитного потока можно определить по многим косвенным признакам и, в первую очередь, по изменению тех параметров сложности, которые мы упоминали выше. Это быстрый рост площади и появление новых пятен, усложнение магнитной структуры, переход группы в более сложный класс по трёхмерной классификации, поворот магнитной оси или возникновение обращённой полярности, движения пятен и пор, изменение хромосферной структуры (появление арочных систем и волоконцев, не перпендикулярных к линии раздела полярностей). Совокупность этих признаков позволяет довольно надёжно предсказывать период вспышечного энерговыделения за 1–3 дня. Идеей близкая к этому методика была успешно реализована ранее в работе (Smith, 1972).

Непосредственный прогноз вспышек за несколько часов представляет уже значительные трудности и фактически не решён. Есть некоторые основания по-

лагать, что те же признаки, которые используются для прогноза за 1–3 дня, действуют и на интервале 1–3 часа, но уловить их гораздо труднее.

Сложнее дело обстоит с заблаговременным прогнозом выбросов солнечных волокон и корональных выбросов массы. По существу, этот прогноз вообще не разработан. Можно рассчитывать на изменение вида волокна, его утолщение и повышение контраста, так называемую активизацию, однако все эти явления чаще всего не сопровождаются последующим выбросом.

15.7. Прогноз характеристик крупномасштабного магнитного поля

В последние 20 лет стал успешно развиваться ещё один вид прогноза. Стало ясно, что некоторые геофизические события определяются крупномасштабным магнитным полем. Так, некоторые характеристики солнечного ветра связаны с так называемыми границами секторной структуры, которые по существу

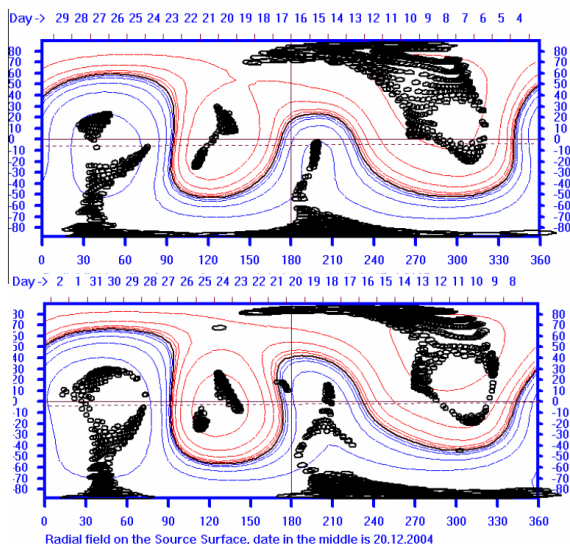


Рис. 15.2. Структура гелиосферного токового слоя, рассчитанная для двух последовательных оборотов с центром 17 января 2005 года (вверху) и 20 декабря 2004 года (внизу).

представляют собой просто пересечение гелиосферного экватора (или гелиосферного токового слоя) с плоскостью эклиптики. Именно к этому гелиосферному токовому слою концентрируются места возникновения корональных вы-

бросов массы (Ivanov et al., 1999) и протонные комплексы (Obridko and Bumba, 1969; Обриджко и др., 1974). В изгибах токового слоя располагаются корональные дыры – источники высокоскоростных потоков. Таким образом, знание структуры крупномасштабного поля представляется важным для прогноза. К счастью, эта структура довольно устойчива, и её можно прогнозировать с помощью расчётов синоптических карт на поверхности источника.

На рисунке 15.2 показана структура гелиосферного токового слоя, рассчитанная для двух последовательных оборотов с центром 17 января 2005 года (вверху) и 20 декабря 2004 года (внизу). Показана структура поля, гелиосферный экватор и основания открытых силовых линий, совпадающие с корональными дырами. Видна устойчивость структуры, позволяющая использовать её для прогноза.

15.8. Пример прогностической работы 9–22 января 2005 года

В Главе 14 мы рассматривали пример работы прогностической группы при разработке прогноза предстоящего цикла. Посмотрим теперь, как рассмотренные выше признаки используются при прогнозе вспышек на примере конкретных событий 9–22 января 2005 года.

Начнём с 9 января. Общее число Вольфа было довольно низким, группа с номером 10718 имела сравнительно простую конфигурацию, геомагнитное поле было спокойным. На следующий день (10 января) эта группа продолжала медленно развиваться, конфигурация постепенно усложнялась и в дальнейшем достигла класса β - γ - δ и FKO по трехмерной классификации. В ней происходили вспышки рентгеновского класса C и небольшие корональные выбросы.

Начиная с 10 января, главную опасность представляла группа 10720. Сразу после появления она начала стремительно развиваться и уже к 13 января достигла площади 1080 м.д.п. Она имела чётко выраженный класс δ , причём практически все пятна были расположены внутри одной гигантской общей полутени. В таких условиях было довольно трудно говорить о направлении магнитной оси, но нейтральная линия, определённо, имела направление восток-запад. Индекс компактности группы был очень высок, практически приближаясь к единице. Интересно, что группа располагалась вблизи гелиосферного экватора, а с юга к ней примыкала вытянутая корональная дыра, что способствует возникновению мощных геоэффективных процессов. В этих условиях уже 13 января все прогнозисты, естественно, ожидали появления мощных вспышек. Правда, группа была

ещё далеко от центрального меридиана, и поэтому можно было надеяться, что после первых больших вспышек сильных геомагнитных возмущений не будет.

Однако группа продолжала развиваться. К 14 января она достигла площади 1540 м.д.п., и её общая полутень стала самой крупной в 23 цикле. В группе явно наблюдались очень высокие градиенты магнитного поля. Все критерии говорили о возможности возникновения сверхмощных рентгеновских вспышек вплоть до X10. Постепенно нарастала мощность многочисленных вспышек в группе, однако до этого момента не было значительных корональных выбросов массы, и поэтому околоземное межпланетное пространство и геомагнитное поле оставались спокойными.

Наконец, утром 15 января в группе произошла первая вспышка класса X1.2. в 00:43, затем в 06:38 вспышка рентгеновского балла M8.6, сопровождавшаяся выбросом протонов, радиовсплесками II и IV типа и большим корональным выбросом массы типа гало, явно направленным к Земле. В тот же день к вечеру произошла еще одна вспышка X2.6, также сопровождавшаяся протонным выбросом, KBM типа гало и всплесками IV типа. Все 3 вспышки произошли в самом центре солнечного диска и имели координаты N14E08, N14E06 и N15W05, соответственно. Это дало основание прогнозистам предсказать начало мощной геомагнитной бури в ночь с 16 на 17 января с возможным последующим её усилением.

При этом группа продолжала развиваться, достигнув к концу дня 15 января площади 2100 м.д.п. и класса EKC. Затем она начала медленно дробиться, сохраняя сложность конфигурации, и 17 января дала ещё одну мощную протонную вспышку рентгеновского класса X3.8 в 09:52. Вариация рентгеновского излучения и потока протонов от этой группы показана в Главе 6 на рис. 6.3 и 6.5.

В ночь на 17 января, как и ожидалось, началась мощная магнитная буря, продолжавшаяся 3 дня, как следствие наложившегося действия трёх корональных выбросов массы, связанных со вспышками M8.6 и X2.6 15 января и X3.8 17 января.

В дальнейшем группа продолжала медленно уменьшаться по площади. 19 января в ней произошла вспышка балла X1, однако скорость распространения коронального выброса массы в сторону Земли была меньше, чем в других направлениях. Это дало основание полагать, что большого геомагнитного возмущения этот KBM не даст. Однако группа сохраняла сложность конфигурации, а изменения магнитного потока в сторону уменьшения также могут вызвать нестационарные явления, поэтому группа оставалась потенциально опасной. Дей-

ствительно, 20 января, находясь уже в 52° к западу от центрального меридиана, она дала гигантскую протонную вспышку балла X7.1 в 07:01, сопровождавшуюся КВМ и всплесками II и IV типа. Это позволило предсказать магнитную бурю к вечеру 21 или утром 22 января. И действительно, мощная геомагнитная буря, начавшаяся во второй половине дня 21 января, сопровождаясь полярными сияниями по всей Европе, вплоть до Греции.

Со вспышкой 20 января связано самое значительное ускорение солнечных космических лучей не только в рассматриваемом периоде, но и во всём солнечном цикле. Заряженные частицы были ускорены до энергий 7–10 ГэВ/нуклон и регистрировались на поверхности Земли. На некоторых антарктических станциях интенсивность космических лучей в этот день возросла в десятки раз. Такое большое наземное возрастание солнечных космических лучей в последний раз наблюдалось 25 лет тому назад.

Следует, вероятно, заметить, что прогноз в данном случае облегчался тем, что все признаки мощных вспышек были налицо и не противоречили друг другу. К сожалению, так бывает не всегда и часто по одним критериям следует ожидать мощного события, а по другим нет, и именно здесь начинает сказываться опыт и мастерство прогнозиста.

15.9. Заключение

Ситуация с прогнозом нестационарных процессов значительно лучше, чем с прогнозом циклов. Мы довольно уверенно можем отличать потенциально опасные активные области, и контроль за их развитием дает возможность за 1–2 дня уверенно предсказать наступление вспышечного периода и даже оценить ожидаемый балл вспышки. Методически основные принципы прогноза были заложены ещё в 60–70 годах прошлого века. Прогнозист сначала стремится получить как можно больше информации о ситуации на Солнце и затем в какой-то мере полуинтуитивно, пользуясь аналогиями, выдаёт прогноз возможного развития ситуации. Здесь уже давно ожидается резкое повышение качества прогноза на пути соединения современных наблюдений магнитных полей с высоким пространственным и временным разрешением с достижениями современной теории вспышек. Беспрецедентная ситуация, когда прогнозист может иметь информацию о развитии активной области и её магнитного поля буквально поминутно, конечно, может существенно облегчить выработку краткосрочного и сверхкраткосрочного прогноза. Современные методы расчета (Livshits et al., 2015; Pod-

gomu et al., 2015) позволяют количественно оценить накопленную непотенциальную магнитную энергию. К сожалению, эти расчёты всё ещё весьма трудоёмки и их трудно ввести в практику ежедневного прогнозирования. Кроме того, современные теории всё ещё не могут сказать, какая часть этой энергии выделится при вспышке.

Глава 16. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ГЕОМАГНИТНОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ¹

16.1. Введение

Геомагнитная активность является следствием и отражением солнечной активности. Это утверждение многие десятилетия является общепринятым (Ellis, 1900; Пушков, 1974; Акасофу и Чепмен, 1975; Пудовкин и др., 1988; Joselyn, 1995), продолжает подтверждаться каждодневной практикой и составляет основу всех современных методов научного геомагнитного прогнозирования. Широкое распространение в Советском Союзе, в России и других постсоветских государствах предсказаний магнитных бурь на основе положения планет, несомненно, интересно как психосоциальный феномен, но у нас нет никаких физических, или хотя бы статистических причин, позволяющих серьёзно обсуждать такие (по существу, астрологические) методы.

Изменения геофизической обстановки – явление комплексное. Чтобы его понять, нужно иметь информацию о состоянии Солнца, межпланетной среды, ионосферы и магнитосферы Земли. Чтобы предвидеть изменения геофизической обстановки, кроме полной информации о солнечной активности, необходимо знать, насколько те или иные солнечные явления геоэффективны, в частности, знать механизм преобразования солнечной активности в активность геомагнитную. Для уверенного прогнозирования геомагнитной активности нам нужны ответы на следующие вопросы:

1. Как формируется солнечный ветер, и какие из солнечных характеристик влияют на его состояние?
2. Как создаются возмущения межпланетной среды, что их создаёт, и как мы можем определить их свойства из солнечных наблюдений?
3. Как изменяется солнечный ветер и каждое отдельное его возмущение на пути от Солнца к Земле?
4. При каких условиях и каким образом энергия солнечного ветра и его возмущений передаётся в магнитосферу?
5. Как развиваются магнитосферные возмущения?

¹ Эта глава написана с определяющим участием А.В. Белова.

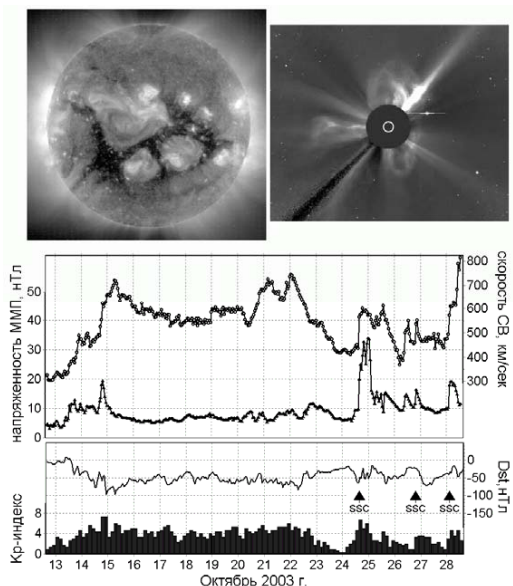
Перечисленные вопросы относятся к основным проблемам солнечно-земной физики, и её развитие в последние десятилетия существенно приблизило нас к ответам на эти вопросы. Однако полных ответов пока нет, и их не следует ожидать в ближайшие годы. Пока же они не появятся, прогнозирование геомагнитной обстановки нельзя будет полностью автоматизировать, и оно неминуемо будет предполагать участие людей и субъективные факторы. В этом деле по-прежнему важны опыт и интуиция специалистов. Что отличает практику современного прогнозирования, так это значительно возросший (в основном, в последнее десятилетие) объём обрабатываемых данных. Сегодня к прогнозистам постоянно поступает широкий поток информации, включающий графики, filmy, описания, числовые данные и оценки. Анализ этой информации часто превращается в настоящее научное исследование, которое необходимо выполнить в крайне ограниченные сроки. С подобной задачей легче справиться коллективу специалистов в различных областях физики солнечно-земных связей. Такие коллективы удалось создать в основных прогностических центрах, из которых наиболее известны Центр космических прогнозов (SEC/NOAA, Боулдер, США), Австралийское бюро прогнозов (IPS), Европейский центр космической погоды (SIDC, Бельгия), Канадская солнечно-земная служба (STD), Центр прогнозов геофизической обстановки (ИЗМИРАН, Россия). Два таких центра успешно работают в Китае. Недавно подобные организации созданы в Казахстане и Болгарии. Все эти центры ежедневно дают геомагнитные прогнозы, различающиеся по формату и заблаговременности. Чаще всего прогнозируются $A_p(K_p)$ -индексы геомагнитной активности, а другие прогнозы (например, ионосферные, а также региональные и локальные) делаются на их основе. Несмотря на то, что все прогнозисты опираются на одни и те же солнечные, межпланетные и геофизические данные, прогнозы часто существенно различаются. Это происходит из-за сложности реальных солнечно-земных ситуаций, допускающей различные интерпретации и выводы.

16.2. Основные солнечные источники геомагнитной активности

Существует два основных класса явлений, способных вызвать магнитную бурю на Земле. Увеличению геомагнитной возмущённости обычно предшествует или прохождение корональной дыры через центр солнечного диска, или эруптивные явления (вспышки, исчезновения волокон) в центральной зоне солнечного диска. Двум классам солнечных источников соответствуют два типа межпла-

нетных возмущений: высокоскоростные, часто рекуррентные потоки солнечного ветра из низкоширотных корональных дыр и крупномасштабные выбросы солнечного вещества (СМЕ), которые проявляются в межпланетном пространстве как квазирадiallyно перемещающиеся и расширяющиеся возмущения солнечного ветра. С некоторыми оговорками эти два класса источников и возмущений можно назвать рекуррентными и спорадическими. И в том, и в другом случае у Земли, как правило, возрастает скорость солнечного ветра, но самые большие скорости (иногда >2000 км/с) связаны со спорадическими источниками. То же самое можно сказать и про усиление межпланетного магнитного поля (и напряжённости, и B_z -составляющей). С другой стороны, и самые низкие скорости также наблюдаются в межпланетных возмущениях от выбросов солнечного вещества. Со спорадическими источниками значительно чаще, чем с рекуррентными, связаны межпланетные ударные волны у Земли. Высокоскоростные потоки солнечного ветра из корональных дыр способны создать большую магнитную бурю (с возрастанием Кр-индекса до 7), но самые большие бури с Кр-индексом 8–9 обязательно связаны со спорадическими явлениями. Однако наиболее продолжительные бури обусловлены корональными дырами.

Рис. 16.1. Межпланетные и геомагнитные возмущения 12–28 октября 2003 г. В верхней части рисунка: слева – снимок Солнца (SOHO) в ультрафиолетовом (284 Å) диапазоне, 15 октября, наиболее темная часть солнечного диска соответствует корональной дыре; справа – корональный выброс массы (СМЕ), зарегистрированный коронографом SOHO/LASCO 22 октября. На двух нижних панелях: изменения скорости солнечного ветра, напряженности межпланетного магнитного поля, Кр и Dst-индексов геомагнитной активности, моменты внезапного начала (SSC) геомагнитных бурь.



На рис. 16.1 приведены примеры межпланетных и геомагнитных возмущений от солнечных источников того и другого типа, которые здесь достаточно чётко разделены по времени. С 13 до 23 октября 2003 г. ситуацию у Земли и в магнитном поле Земли определяла большая низкоширотная корональная дыра. В этот период скорость солнечного ветра почти не опускалась ниже 500 км/с, и каждый день регистрировалась магнитная буря (15 октября даже большая буря). С 24 октября к Земле стали приходить возмущения солнечного ветра, связанные с мощными вспышками и выбросами солнечного вещества. С первым из этих выбросов, показанным на рисунке, связаны SSC и большая магнитная буря 24 октября. Период магнитных бурь от спорадических источников продолжался и за границей рисунка до 6 ноября. Далеко не всегда влияние рекуррентных и спорадических источников можно разделить. Часто они действуют одновременно, создавая сложные межпланетные возмущения и геомагнитные эффекты смешанной природы.

16.3. Данные и измерения, используемые для прогноза

Прогнозирование космической погоды основано на её диагностике. Чтобы предвидеть развитие событий, надо хорошо представлять себе текущую ситуацию, причём не статически, а в развитии. Для надёжной диагностики и прогнозирования нужны и старые, и новые данные. Иногда важно помнить, в какой фазе цикла солнечной активности и солнечного магнитного цикла мы находимся. Часто используется метод аналогов, для чего необходимо иметь банк данных, подробно описывающих события разного типа. Поэтому данные предыдущих наблюдений важны и для оперативной диагностики, хотя и играют в ней вспомогательную роль. Данные последних месяцев помогают выявить повторяемость, обусловленную вращением Солнца. Ещё важнее данные, полученные в самые последние дни. Время распространения возмущений от Солнца к Земле составляет от 15 часов до 6 дней. Типичная продолжительность магнитной бури 1–2 дня и менее. Поэтому наблюдения последних дней обычно составляют основу прогноза геомагнитной активности. Ключевое значение для прогнозирования имеют данные реального времени. Информация, поступившая в последние минуты, может кардинально изменить оценку текущего состояния и заставить существенно пересмотреть прогноз. Перечислим самые важные оперативно обновляемые и доступные ресурсы, используемые при прогнозировании.

• **Снимки и кинофильмы Солнца в оптическом диапазоне, в ультрафиолетовых и рентгеновских лучах.** Рассказывают о положении и развитии корональных дыр, о появлении новых активных областей и изменении старых, о трансформации солнечных волокон, об эруптивных и постэруптивных явлениях.

• **Измерения фотосферных магнитных полей.** Дают информацию об активных комплексах на Солнце и позволяют рассчитать распределение магнитного поля на поверхности источника солнечного ветра и в межпланетной среде.

• **Измерения радиоизлучения Солнца.** Дают информацию об активных процессах на Солнце (корональные выбросы массы, ударные волны, ускорение заряженных частиц и т. п.).

• **Измерения рентгеновского излучения, гамма-излучения, солнечных космических лучей (спутниковые и наземные данные).** Предоставляют первые свидетельства мощных спорадических явлений на Солнце.

• **Снимки и фильмы, получаемые с коронографов.** Дают наиболее прямую информацию о солнечных выбросах. К сожалению, эти данные не всегда доступны, и выбросы, идущие мимо Земли, видны в них намного лучше, чем выбросы, идущие прямо на нас.

• **Данные гелиосейсмологии.** Позволяют судить о состоянии и развитии активных областей на невидимой стороне Солнца (Lindsee and Braun, 1990).

• **Вариации скорости, плотности и температуры межпланетной плазмы около Земли и в других пунктах внутренней гелиосферы.**

• **Вариации модуля и трёх составляющих межпланетного магнитного поля (ММП).** Космические аппараты, располагающиеся между Землёй и Солнцем вблизи точки либрации, регистрируют идущие от Солнца возмущения на 15–60 минут раньше, чем они начинают воздействовать на магнитосферу Земли. На основе этой информации можно дать весьма надёжный сверхкраткосрочный прогноз или, например, хорошо обоснованное штормовое предупреждение непосредственно перед магнитной бурей.

• **Вариации космических лучей солнечного и межпланетного происхождения, наблюдаемые в основном на космических аппаратах.** Когда к Земле приближается большое межпланетное возмущение, способное вызвать магнитную бурю, увеличивается поток низко-энергичных протонов (как правило, с энергией до 10 МэВ, иногда выше). Непосредственно перед приходом межпланетной ударной волны рост потока относительно низко-энергичных протонов становится особенно быстрым.

• **Вариации галактических космических лучей, наблюдаемые, главным, образом на Земле.** Сейчас в режиме реального времени доступны данные около 25 наземных станций космических лучей, первой из которых в 1997 г. стала ст. Москва (ИЗМИРАН). Высокоэнергичные (с характерной энергией 10 ГэВ) космические лучи взаимодействуют с распространяющимися возмущениями солнечного ветра. Из-за этого их угловое распределение у Земли может характерным образом изменяться задолго до прихода такого возмущения (Nagashima et al., 1994; Belov et al., 1995; Munakata et al., 2000).

• **Вариации магнитного поля Земли, наблюдаемые на многочисленных наземных станциях, распределённых по всему земному шару.** Данные нескольких десятков станций доступны в реальном времени.

• **Вариации магнитного поля Земли, наблюдаемые на спутниках, и связанные с ними изменения электронной концентрации.**

• **Ионосферные данные.**

Все эти данные с большого числа космических аппаратов и миссий, многих десятков наземных станций и обсерваторий реально используются в оперативном прогнозировании, что предполагает развитую систему сбора и обработки информации в основных прогностических центрах. Кроме оперативных наблюдательных данных, используется дополнительная информация: каталоги вспышек, радиовсплесков, выбросов солнечного вещества, межпланетных ударных волн, магнитных бурь; оценки индексов геомагнитной активности.

Заметим, что большая часть перечисленных данных вошла в практику геомагнитного прогнозирования в последние 10–15 лет. Это связано как с развитием экспериментальных методов, всё более опирающихся на данные космических аппаратов, так и с появлением Интернет-технологий, сделавших многие типы данных доступными для оперативного анализа.

Существенно изменила работу прогнозистов миссия STEREO (Socker et al., 1996). В конце 2006 г. были запущены два космических аппарата, один из которых опережал Землю на её орбите, а другой отставал. Они дали принципиально новую возможность наблюдать события на невидимой стороне Солнца, обеспечили стереоскопические наблюдения корональных выбросов, позволили регистрировать межпланетные возмущения не только у Земли, но и в других точках её орбиты. Наблюдения аппаратов STEREO существенно увеличили надёжность наших сведений о размерах и структуре возмущения солнечного ветра (как спорадических, так и рекуррентных), о скорости их распространения, о вероятности и времени ожидаемого прихода их к Земле. К сожалению, в конце 2014 г. связь с

одним из аппаратов была потеряна. Однако второй работает вполне эффективно, и его данные позволяют более уверенно, чем ранее, говорить о вероятности, мощности и сроках прогнозируемых магнитных возмущений.

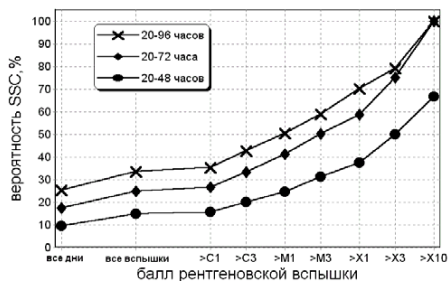


Рис. 16.2. Связь вероятности внезапного начала магнитной бури (SSC) в интервалах 20–48, 20–72, 20–96 часов после вспышек с различными максимальными потоками рентгеновского излучения (выбраны вспышки в гелиодолготном интервале 30°E–30°W, наблюдавшиеся спутниками серии GOES, ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/stp/solar_data/solar_flares/xray_flares/).

Появление новых видов наблюдений не означает, что традиционные данные, такие как характеристики солнечных вспышек, уже не нужны современным прогнозистам. Анализ, проведённый для всех рентгеновских вспышек, наблюдавшихся в 1976–2001 гг., показывает, что вероятность внезапного начала геомагнитной бури в течение 2–4 дней, следующих за вспышкой в центральной части солнечного диска, хорошо коррелирует с мощностью вспышки и для самых больших из них является стопроцентной (Белов, 2002). Несмотря на то, что сами по себе они не создают межпланетные и геомагнитные возмущения, мощные солнечные вспышки остаются хорошим прогностическим признаком таких возмущений. По этой причине часто говорят о геоэффективных вспышках, и приведённый рисунок свидетельствует о высокой геоэффективности мощных вспышек в центральной зоне солнечного диска. С удалением от центрального меридиана геоэффективность вспышек снижается, но если вспышка очень мощная, то даже на лимбе она может оказаться геоэффективной, поскольку в таких случаях межпланетная ударная волна охватывает весьма протяжённую область околоземного пространства шириной $>150^\circ$. Похожим образом обсуждают и геоэффективность внезапных исчезновений солнечных волокон. Исчезновение достаточно большого волокна в центральной зоне Солнца (широта и долгота менее $40\text{--}50^\circ$), как правило, оказывается геоэффективным, т.е. к Земле приходит зна-

чительное возмущение солнечного ветра, способное усилить геомагнитную активность. Разница со вспышками в том, что исчезновения периферийных, близких к лимбу волокон практически никогда не являются эффективными. Дело в том, что выбросы солнечного вещества при исчезновении волокон обычно медленные и редко создают межпланетные ударные волны. Ещё больше оснований говорить о геоэффективности корональных явлений. Корональный выброс массы типа полного гало, т.е. охватывающий все гелиошироты и гелиодолготы, практически всегда оказывается геоэффективным, если он связан с какими-либо спорадическими событиями на видимом диске Солнца. При этом условии достаточно высока геоэффективность и частичных гало. Узкие выбросы, наблюдаемые на лимбах, и гало (полные или частичные) на противоположной от нас стороне Солнца, не геоэффективны.

16.4. Различные типы геомагнитных прогнозов

По заблаговременности прогнозы геофизической обстановки подразделяются на сверхкраткосрочные (на ближайшие минуты и часы), краткосрочные (от нескольких часов до 3–6 дней), среднесрочные (от нескольких дней до 2–3 месяцев) и долгосрочные (от нескольких месяцев до нескольких лет). У каждого из этих прогнозов – своя специфика, они основываются на различных данных и подходах и требуют специальной методики.

16.4.1. Сверхкраткосрочный прогноз

Сверхкраткосрочный прогноз (nowcasting) сильнее всего зависит от данных реального времени, больше всего нуждается в автоматизации и, как правило, действительно, полностью автоматизирован (Lundstedt et al., 2002; Temerin and Li, 2002; Perukovich, Wing et al., 2005). Для геомагнитного прогноза на ближайшие минуты и часы наиболее важны текущие данные наземных магнитометров и измерения солнечного ветра вблизи от точки либрации (ACE, SOHO). В последнее время для сверхкраткосрочного прогноза Ap- и Dst-индексов (на 20–60 минут вперёд), чаще всего используются наблюдения солнечного ветра на спутнике ACE, а с 2016 г. – и DSCOVR. Сверхкраткосрочные прогнозы отличает высокая точность, но они применимы только к ближайшему часу.

**16.4.2. Особенности краткосрочного прогнозирования
(от нескольких часов до нескольких дней)**

Это наиболее распространённый тип прогнозов. Обычно он даётся, когда на Солнце уже произошли события, определяющие состояние солнечного ветра, и сформировались межпланетные возмущения, способные изменить геомагнитную активность. Скорость солнечного ветра изменяется от 300–400 км/с в сравнительно спокойные периоды до 700–800 км/с в потоках из больших корональных дыр, а в самых быстрых выбросах вещества иногда превышает 1.5–2 тысячи км/с. Поэтому различные типы межпланетных возмущений распространяются от Солнца к Земле от 15 часов до 6 суток. Это и определяет временные рамки краткосрочного прогноза. Есть ряд обстоятельств, которые должны способствовать надёжности этого типа прогноза. Этот прогноз опирается на реальные недавние наблюдения, что должно способствовать его надёжности. Во время составления краткосрочного прогноза уже известно, есть ли на Солнце опасные низкоширотные корональные дыры и идут ли к Земле возмущения солнечного ветра, обусловленные выбросами солнечного вещества. Помогает и инерционность геомагнитной активности: магнитная буря часто продолжается несколько дней подряд, а за спокойным днём чаще всего следует ещё один спокойный день. Тем не менее, надёжность современных краткосрочных прогнозов всё ещё нельзя считать высокой, и именно на этот тип прогнозов приходятся наиболее драматичные ошибки прогнозистов.

На рис. 16.3 объединены прогнозы среднесуточного Ар-индекса на текущий день, на завтра, послезавтра и на 3 дня вперёд, выданные различными прогностическими центрами в период 2009–2017 гг. Если качество прогнозов на ближайший день можно признать вполне приемлемым, то для прогнозов на 2–3 дня вперёд коэффициент корреляции между прогнозируемыми и наблюдаемыми индексами резко падает. Главная причина такого снижения качества прогноза заключается в быстрой изменчивости солнечной и межпланетной ситуации. Действительно, уже при прогнозировании на 2 дня вперёд учёт инерционности почти перестаёт помогать, и на первый план может выйти 27-дневная повторяемость или даже сезонная зависимость, что означает переход к методам среднесрочного прогнозирования. Для краткосрочного прогнозирования все усреднённые тенденции и зависимости играют вспомогательную роль, и намного важнее становится комплексный анализ последних данных. Краткосрочный прогноз пока хуже всего поддаётся автоматизации. Тем не менее, прогнозы на 2–3 дня и

даже на 6–8 дней вперёд, имеют достаточно высокий коэффициент корреляции с реальными индексами, чтобы оставаться полезными.

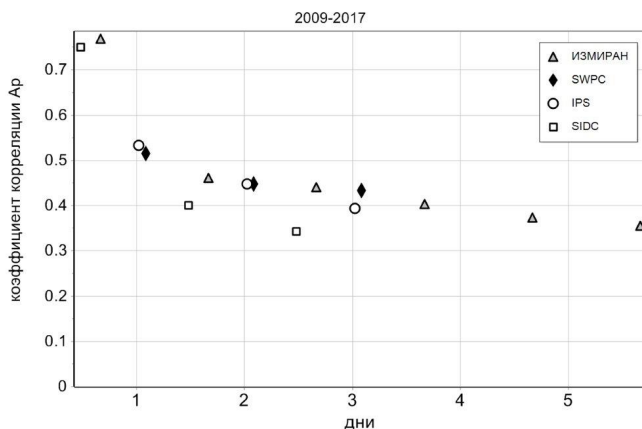


Рис. 16.3. Зависимость коэффициента корреляции между реально наблюдавшимися среднесуточными A_p -индексами геомагнитной активности и их прогнозами от срока прогнозирования. Объединены прогнозы для 2009–2017 гг., выданные с различной заблаговременностью следующими прогностическими центрами: SEC – Центр космических прогнозов (SEC/NOAA, США); IPS – Австралийское бюро прогнозов, SIDC – Европейский центр космической погоды (Бельгия); ИЗМИРАН – Центр прогнозов геофизической обстановки (ИЗМИРАН, Россия).

16.4.3. Особенности среднесрочного прогнозирования (на срок от нескольких дней до нескольких месяцев)

Некоторые крупномасштабные солнечные характеристики, влияющие на геомагнитную активность, изменяются сравнительно медленно, с характерным временем до нескольких месяцев или даже лет. Это относится к распределению крупномасштабного магнитного поля, к конфигурации гелиосферного магнитного поля, к положению и размерам корональных дыр. Это создаёт 27-дневную повторяемость в солнечных и связанных с ними межпланетных параметрах и даёт основу для среднесрочного прогноза геомагнитной активности. Иногда высокоскоростной поток солнечного ветра из долгоживущей корональной дыры на протяжении многих оборотов Солнца приходит к Земле, каждый раз создавая магнитную бурю.

Пример такого периода показан на рис. 16.4. В первой половине 1994 г. хорошо видна и рекуррентность в скорости солнечного ветра, и то, как она отража-

ется в изменениях Ар-индекса. Хотя в этот период самые большие магнитные бури (в феврале и апреле) были обусловлены спорадическими явлениями, в целом доминировали рекуррентные источники. Степень рекуррентности геомагнитной активности (p_{27}), которую можно определять по коэффициенту корреляции Ар-индексов в двух соседних оборотах, весьма изменчива. Когда преобладает влияние низкоширотных корональных дыр и других рекуррентных источников, величина p_{27} может превышать 0.7–0.8. Такие периоды были, например, в

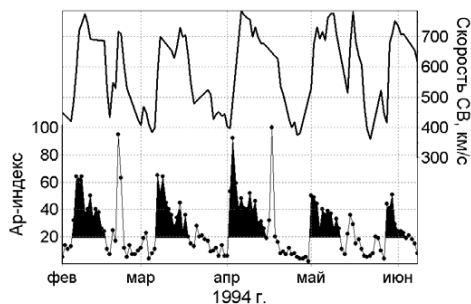


Рис. 16.4. Среднесуточные значения скорости солнечного ветра и Ар-индекса в феврале–июне 1994 г. Выделены возрастания геомагнитной активности, связанные с одной большой долгоживущей корональной дырой.

1973–1976, 1984–1986, 1993–1995, 2002–2004, 2014–2017 гг. В целом, рекуррентность в изменениях геомагнитной активности выше при низкой солнечной активности. Вблизи максимума солнечной активности, особенно во время всплесков активности, преобладает влияние спорадических явлений. При этом величина p_{27} обычно близка к нулю, и учёт 27-дневной повторяемости мало помогает в прогнозировании. Только при самой высокой рекуррентности можно предсказать конкретные дни магнитных бурь, скажем, за месяц вперёд. Однако вполне возможно давать обоснованные оценки средних индексов геомагнитной активности, вероятности бурь различной интенсивности, количества спокойных и возмущённых дней и т.п.

Для среднесрочного прогнозирования важны и те данные, которые используются в краткосрочных прогнозах, и некоторые другие типы данных, например, информация о группах пятен и активных процессах на противоположной стороне Солнца. Не следует думать, что при прогнозировании на месяц и более вперёд не нужна оперативность и данные реального времени. Новая информа-

ция, например, о развитии активных областей, об изменениях в положении и размерах корональных дыр, должна поступать и обрабатываться непрерывно, и иногда данные последних часов кардинально меняют весь прогноз. В среднесрочном прогнозировании модели поведения индексов геомагнитной активности, основанные на инерционности, 27-дневной повторяемости и сезонной зависимости, более полезны, чем в краткосрочном, хотя и здесь ещё рано говорить о полной автоматизации.

16.4.4. Основы долгосрочного прогнозирования (на месяцы и годы вперёд)

Автоматизация ещё в большей степени применима при самом долгосрочном прогнозировании. При этом, разумеется, речь идёт не о предсказании точных сроков геомагнитных возмущений, а об их вероятности, и чаще не о среднечасовых и среднесуточных характеристиках, а о среднемесечных и годовых. Основу методики долгосрочного прогнозирования составляет статистический анализ всех накопленных к настоящему времени данных об индексах геомагнитной активности и их связи с другими проявлениями солнечной активности. 11-летняя цикличность, характерная для солнечных явлений, проявляется и в геомагнитной активности, но здесь она выражена намного хуже, чем в числах солнечных пятен, потоке радиоизлучения Солнца и других индексах солнечной активности. Коэффициенты корреляции индексов геомагнитной активности с числами Вольфа и другими индексами солнечной активности очень низки. Однако геомагнитная активность систематически изменяется в солнечном цикле (Feynman, 1982; Vennerstrom and Friis-Christensen, 1996). Она, как правило, высока в фазе максимума и большую часть времени в фазе спада солнечной активности. Фаза минимума в поведении индексов геомагнитной активности значительно короче фазы максимума, но такой долгопериодный минимум хорошо выражен и наблюдается в каждом цикле. Знание связи геомагнитной активности с различными фазами солнечного цикла может быть основой долгосрочного геомагнитного прогноза.

В долгопериодном прогнозировании следует учитывать и сезонную зависимость, которая наблюдается в большинстве проявлений геомагнитной активности (Cliver et al., 2002; Belov et al., 2005). На рис. 16.5 представлены сезонные изменения Ар-индекса геомагнитной активности, усреднённые за последние 84 года. Здесь хорошо видна полугодовая волна с максимумами вблизи дней весеннего и осеннего равноденствий и с минимумами в июне и декабре около дней солнцестояний. Подобная зависимость существует и для количества магнитных

бурь, возмущённых и слабо возмущённых дней, для Dst-индекса и т.д. По-видимому, она объясняется главным образом тем, что взаимное расположение оси земного магнитного диполя и среднего направления межпланетного магнитного поля систематически изменяется в течение года и в соответствии с этим изменяется геоэффективность возмущений солнечного ветра (Russell and McPherson, 1973). Следует иметь в виду, что, хотя средняя сезонная зависимость геомагнитных индексов хорошо выражена, случаются отдельные годы, когда она существенно искажена или даже практически отсутствует.

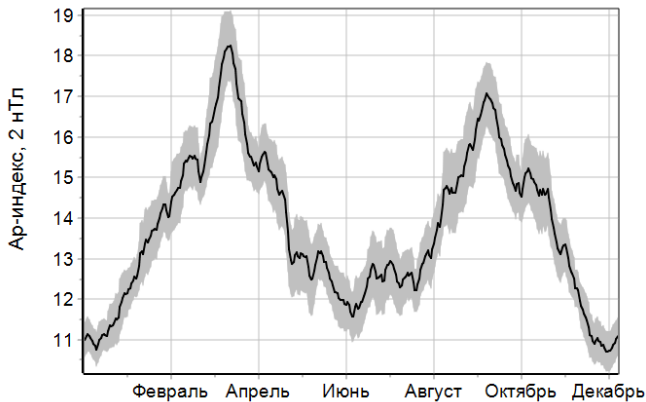


Рис. 16.5. Сезонная зависимость Ар-индексов, усреднённая за 1932–2016 гг. Для каждого дня года даны сглаженные за 27 соседних дней средние и их 95% доверительные интервалы.

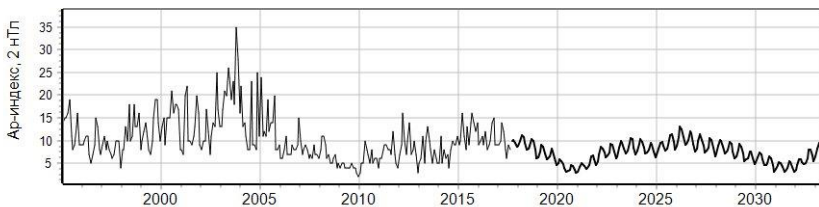


Рис. 16.6. Среднемесячные Ар-индексы за последние 20 лет и их долгосрочный прогноз.

Чтобы получить долгосрочный прогноз, представленный на рис. 16.6 (Belov et al., 2005), было найдено усреднённое поведение Ар-индекса для 17–23 циклов, соответствующее различным фазам солнечного цикла. В сочетании со средним сезонным поведением этого индекса, полученного из анализа наблюдений за по-

следние 84 года, оно составило основу долгосрочного прогноза. Следует иметь в виду, что при таком прогнозировании можно рассчитать только сглаженное поведение геомагнитной активности, её тренд. Реальное поведение будет значительно менее регулярным. В отдельные месяцы (и тем более, в отдельные дни) средняя активность может оказаться, скажем, вдвое ниже предсказанной, в другие – вдвое выше.

16.5. Прогнозирование для сравнительно спокойных условий и трудности прогнозирования в наиболее активные периоды

Уже достаточно давно разработаны методы (Hoeksema and Scherrer, 1986), позволяющие на основе регулярных измерений магнитного поля на фотосфере рассчитывать поле на поверхности источника солнечного ветра. На основе этих магнитных наблюдений и расчётов был предложен способ определения полярности межпланетного магнитного поля и скорости солнечного ветра у Земли и доказана его эффективность (Wang and Sheeley, 1992). Поскольку в этой методике используются синоптические карты солнечного магнитного поля, она применима только к относительно медленным изменениям солнечной и межпланетной обстановки, обусловленным рекуррентными явлениями и эволюцией крупномасштабных солнечных полей. Данный подход не пригоден для дней, когда к Земле приходят межпланетные возмущения, связанные с выбросами солнечного вещества, однако для остальных периодов характеристики солнечного ветра у Земли таким образом можно прогнозировать и это, действительно, делается. В работах (Robbins et al., 2004; Обридко и др., 2004) были предложены усовершенствования методики Ванга-Шили, улучшающие качество прогноза скорости солнечного ветра. Показано (Belov et al., 2005), что по наблюдениям магнитного поля Солнца можно предсказывать не только полярность межпланетного магнитного поля, но и его напряжённость, а также B_z -компоненту поля в геомагнитной системе координат. Поскольку возмущения магнитного поля Земли определяются локальными свойствами солнечного ветра, а именно, его скоростью, напряжённостью и направлением межпланетного магнитного поля (Akasofu, 1980), то по наблюдениям солнечного магнитного поля Солнца и изменения геомагнитной активности можно предсказывать на 3–5 дней вперёд, причём с более высокой точностью, чем это делается в настоящее время главными прогностическими центрами. Модели для прогнозирования геомагнитной активности в периоды

относительно низкой и умеренной возмущённости интенсивно совершенствуются и дают всё более и более качественные результаты (Fry et al., 2003).

Значительно сложнее прогнозирование в возмущённых условиях. Признаки солнечных источников магнитосферных возмущений не всегда отчетливы. Но даже если информация о солнечном источнике ясна и однозначна, и есть уверенность в появлении мощного межпланетного возмущения, остаётся вопрос о геоэффективности этого возмущения. Встретится ли оно с Землей или пройдет мимо, а если встретится, будет ли оно способно эффективно воздействовать на магнитосферу? Дело осложняется тем, что само межпланетное возмущение и его геоэффективность могут сильно измениться на пути от Солнца к Земле. Высокоскоростной поток солнечного ветра, выходящий из корональной дыры, обычно приобретает главную часть своей геоэффективности, взаимодействуя с медленным солнечным ветром и другими его структурами. Выброс солнечного вещества (транзиент) непременно будет взаимодействовать с фоновым солнечным ветром и межпланетным магнитным полем и практически обязательно с гелиосферным токовым слоем. Очень часто к этому добавляется взаимодействие с высокоскоростными потоками и другими транзиентами. Такое взаимодействие может как увеличить (иногда весьма существенно) вероятность магнитной бури, так и уменьшить её. Иногда выбросы солнечного вещества следуют друг за другом очень часто, и в такие периоды между Солнцем и Землёй могут одновременно находиться несколько больших возмущений солнечного ветра. В такие возмущенные периоды очень трудно разделить эффекты от различных, но близких по времени солнечных источников. А без такого разделения нельзя уверенно сказать, какие из ожидаемых возмущений уже реализовались, а воздействие каких ещё впереди. Надёжное прогнозирование, соответственно, невозможно. Разнообразие солнечных источников, межпланетных возмущений и их взаимодействий на пути к Земле столь велико, что каждый раз мы имеем дело с новой, не случавшейся ранее ситуацией. Аналогии с прошлыми событиями часто помогают, но иногда могут и обмануть. Модели распространяющихся возмущений солнечного ветра быстро и успешно развиваются (см., например, (Sheley and Wang, 2014; Odstrcil et al., 2002; Odstrcil, 2003; Morrill et al., 2009; Lugaz et al., 2010; Vršnak et al., 2014)); уже есть модели, объединяющие распространение спорадических возмущений и изменения фонового солнечного ветра. Однако в силу объективных трудностей, часть которых была перечислена выше, успехи таких моделей ещё долго будут неполными.

16.6. Ближайшие перспективы развития геомагнитного прогнозирования

Развитие моделей, определяющих характеристики солнечного ветра и межпланетного магнитного поля по измерениям магнитного поля и ультрафиолетового излучения Солнца, даёт все основания надеяться на существенное улучшение геомагнитного прогноза для сравнительно спокойных и умеренно возмущённых периодов. В ближайшем будущем эти модели станут опираться не на синоптические карты, а на измерения (магнитограммы, снимки) одного дня. Это уменьшит зависимость от спорадических явлений и расширит область применимости моделей. Ожидаемое улучшение, в первую очередь, затронет прогнозы на 2–9 дней вперёд.

Дальнейшее развитие геомагнитного прогнозирования будет определяться, главным образом, успехами прогнозирования солнечной активности.

Можно надеяться, что более глубоким и регулярным станет анализ развития солнечных волокон, их активность и её геоэффективные последствия станут более предсказуемыми.

Значительно больше пользы для задач космической погоды можно извлечь из детального оперативного анализа наблюдений активных солнечных процессов. Так, например, в работе (Chertok et al., 2013) авторы оценили величину суммарного магнитного потока солнечных эрупций по наблюдениям диммингов и аркад во время мощных спорадических явлений и показали, что в тех случаях, когда выбросы солнечного вещества связаны с активными областями в центральной зоне солнечного диска, магнитный поток эрупции хорошо коррелирует с индексами геомагнитной активности, обусловленной соответствующими солнечными событиями.

Ожидается больший, чем сейчас, вклад в прогнозирование геомагнитной активности от наземных наблюдений вариаций космических лучей. Сейчас уже налаживается обработка данных сети нейтронных мониторов в режиме реального времени. Это означает, что скоро прогнозисты смогут использовать изменения характеристик анизотропии космических лучей, в которых отражаются возмущения солнечного ветра, и уже пришедшие к Земле и те, приход которых только ожидается.

Всё более важную роль в прогнозировании космической погоды в будущем будут играть измерения, проводимые далеко от Земли (на STEREO, на Марсе и т.д.).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В большинстве случаев в конце любой книги полагается писать заключение, в котором кратко пересказываются основные результаты, ставятся акценты на особо важных положениях. В нашем случае мы сочли это невозможным и, по существу, бессмысленным. Книга довольно большая и обозреть её содержание в кратком заключении нереально.

Мы сочли более интересным поговорить о том, что же нас ждёт дальше.

Мы заканчиваем эту книгу в совершенно особый для анализа солнечной активности период. Сегодня конец 2017 года. Через год-два солнечная активность должна упасть до минимума. Этот минимум между 24 и 25 циклами позволит более точно предсказывать высоту следующего максимума. Можно будет использовать наиболее достоверные методы прогноза. Высота 25 цикла представляет особое значение для физики Солнца. Если он будет хотя бы немного выше 24 цикла, тогда мы можем сказать, что нарушения статистических закономерностей не произошло, и мы более или менее правильно описываем 11-летний цикл на временном интервале последних 200 лет. Если он окажется хотя бы немного ниже 24 цикла, это будет означать второе подряд нарушение правила Гневыхшева-Оля, что может означать нарушение основных ранее найденных закономерностей, возможно смену знака этого правила. На самом деле для правила Гневыхшева-Оля нет никаких физических обоснований. Это чисто эмпирическое правило и понять его значение и устойчивость очень важно. Ну и наконец, если 25 цикл будет очень низким, это может означать начало нового гранд-минимума, природу которых мы, вообще говоря, пока не знаем и предсказывать их не умеем.

В более общем смысле можно надеяться, что в течение следующего десятилетия мы приблизимся к созданию количественной теории солнечной цикличности. Строго говоря, 11-летний цикл – самое главное явление на Солнце – до сих пор не получил физического объяснения. Да, мы понимаем, что основную роль в генерации магнитных полей играют дифференциальное вращение и механизмы адвекции и диффузии. Но указать, почему он именно 11-летний, почему он устойчив на протяжении многих тысячелетий, почему оба полушария работают настолько согласованно, мы пока определенно сказать не можем.

В последние годы интенсивно развивается метод объединения экспериментальных данных с теорией динамо (метод *data assimilation*). Этот метод даёт довольно хорошие результаты на относительно коротких временных интервалах (3–5 лет), но он всё равно, по существу, полуэмпирический и не даёт полной картины природы 11-летнего цикла.

Тем не менее, существуют тенденции, которые позволяют в обозримом (и, может быть, и не таком далёком) будущем ожидать существенного продвижения в теории солнечной активности.

Во-первых, это расширение теории динамо с учётом вклада различных мод и их пространственной стратификации. Основой для этого являются, прежде всего, наблюдения с высоким разрешением. Именно наблюдения с субсекундным разрешением (в идеале вплоть до 10 км) могут помочь рассчитать непосредственно характеристики параметров процессов генерации магнитных полей. Уже сегодня ясно, что классическая паркеровская схема с генерацией магнитного поля в основании конвективной зоны не удовлетворяет всем наблюдениям. Всё магнитное поле состоит из отдельных волокон чрезвычайно малых поперечных размеров. Их взаимодействие описывается, вероятно, другими статистическими законами. Существующие уже сейчас космические аппараты и проектируемые миссии дают возможность решать эти задачи. В то же время ясно, что нельзя сбрасывать со счёта и наблюдения с умеренным разрешением. Крупномасштабное поле не есть просто результат усреднения мелкомасштабных магнитных полей. Оно имеет свою природу возникновения, хотя поля всех масштабов взаимодействуют друг с другом.

Ещё одна тенденция в современных исследованиях по физике Солнца – это работы по созданию всё более широких баз данных и, что самое главное, их широкая доступность с помощью Интернет. Эти базы включают не только самые последние наблюдения, но и архивные данные. Ведутся работы по дигитализации прежних наблюдений. Если эта тенденция не остановится, можно рассчитывать на восстановление данных ранних наблюдений XVII века и ещё более ранних свидетельских показаний. Можно рассчитывать на то, что в будущем мы будем иметь единую общедоступную базу данных, включающую как данные внеатмосферных, так и наземных наблюдений.

Наконец третья тенденция, которую хотелось бы всячески поддержать и сохранить – это сопоставление солнечной активности с активностью вспыхивающих звёзд. Нет сомнения в общности процессов на Солнце и звёздах, но нет сомнений и в их значительном различии. Сегодня по многим характеристикам

Заключение

Солнце находится на периферии в распределении вспыхивающих звёзд. Более того, современное динамо на Солнце определено не может привести к возникновению супервспышек. Это означает, что, либо на вспыхивающих звёздах работает какой-то другой нам пока неизвестный механизм динамо, либо он меняется с возрастом звезды. В частности, не исключено, что именно существование активности звезды солнечного типа обеспечивает её устойчивость.

Надеемся, что новые исследования с учётом уже имеющихся результатов приведут к прояснению особенностей и загадок солнечного магнетизма.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку проектов 16-02-00090 и 17-02-00300, предыдущих проектов, а также программы Президиума РАН.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- Агекян Т.А.* Основы теории ошибок для астрономов и физиков. М.: Наука, 1972.
- Айманова Г.К., Макаренко Н.Г., Макаров В.И., Тавастииерна К.С.* Оценка параметров порядка фоновых магнитных полей Солнца по H-альфа картам. II // Солнечные данные, № 3, с. 97, 1992.
- Акасофу С.И., Чепмен С.* Солнечно-земная физика, т. 2. М.: Мир, 512 с., 1975.
- Аллен К.У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 448 с., 1977.
- Аскеров А.Б., Обридо В.Н.* Магнитное поле в солнечном ветре: сравнение с классической моделью, B_s Comparison with the Classical Model // Геомагнетизм и аэрономия, т. 47, № 3, с. 285, 2007.
- Астафьева Н.М.* Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физ. наук, т. 166, № 11, с. 1145, 1996.
- Бадалян О.Г.* Широтное распределение солнечных пятен и его северо-южная асимметрия // АЖ, т. 88, № 10, с. 1008, 2011. (English translation 2011, Astron. Rep., v. 55, p. 928).
- Бадалян О.Г., Куклин Г.В.* Яркость зеленой корональной линии и переломные точки в цикле 21 // АЖ, т. 70, с. 856, 1993.
- Бадалян О.Г., Обридо В.Н., Сикора Ю.* Связь между поляризацией в зеленой линии и корональными магнитными полями // АЖ, т. 76, № 11, с. 869, 1999.
- Бадалян О.Г., В.Н. Обридо, Я. Рыбак, Ю. Сикора.* Северо-южная асимметрия солнечной активности и ее квазидвухлетние колебания // АЖ, т. 82, с. 740, 2005.
- Бадалян О.Г., Обридо В.Н.* К проблеме нагрева солнечной короны // Письма в АЖ, т. 33, № 3, с. 210, 2007. (Astronomy Letters, v. 33, issue 3, p. 182, 2007)
- Базилевская Г.А., Вашенюк Е.В., Ишков В.Н. и др. (всего 10 авторов).* Каталог солнечных протонных событий 1980–1986 гг., под ред. Ю.И. Логачева. Москва, МЦД Б-2, 160 с. (часть I), 204 с. (часть II), 1990.
- Белов А.В.* Связь вариаций космических лучей с межпланетными и геомагнитными возмущениями. Диагностика и прогноз / Труды конференции по физике солнечно-земных связей, Иркутск 24–29 сентября 2001 // Солнечно-земная физика, вып. 2 (115), с. 68, 2002.

- Белов А., Гарсия Г., Курт В., Мавромичалаки Е. Протонные события и рентгеновские вспышки в трёх последних солнечных циклах // Космические исследования, т. 43, № 3, с. 171, 2005.
- Белов А.В., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. Связь характеристик солнечного ветра у Земли с магнитным полем на поверхности источника // Геомагнетизм и аэронавтика, т. 46, № 4, с. 456, 2006.
- Бердичевская В.С. Периодичность северо-южной асимметрии в распределении солнечных пятен нового цикла в годы минимумов // АЖ, т. 44, с. 358, 1967.
- Блудова Н.Г., Обридко В.Н. Вариации относительной площади тени пятен за 1874–1976 гг. / Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца “Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений”, с. 55–58.
- Бондарь Т.Н., Ротанова Н.М., Обридко В.Н. Прогноз временных рядов чисел Вольфа в 23 цикле солнечной активности // Письма в АЖ, т. 22, с. 628, 1996.
- Бугаенко О.И., Житник И.А., Игнатьев А.П. и др. Исследование солнечных образований на основе комплексных наблюдений с Земли и на спутнике КОРОНАС-Ф: II. Магнитные поля в корональных дырах на разных высотах // Известия КРАО т. 100, с. 123, 2004.
- Бумба В., Хейна Л. Новый индекс рекуррентности высокой геомагнитной активности и его связь с циклом солнечной деятельности // Геомагнетизм и аэронавтика, т. 30, с. 669, 1990.
- Веселовский И.С., Ермолаев Ю.И. (ред). Гелиосфера. Глава 3. (с. 269–277) в коллективной монографии «Плазменная гелиогеофизика». В 2 т. Т. I. / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 672 с. Т. 2. 560 с.
- Витинский Ю.И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. М.: Наука, 1973.
- Витинский Ю.И., Оль А.И., Сазонов Б.И. Солнце и атмосфера Земли. Л.: Гидрометеиздат, 352 с., 1976.
- Витинский Ю.И. Об относительной однородности различных рядов индексов солнечных пятен // Солнечные данные, № 3, с. 96, 1979.
- Витинский Ю.И. Об изменении характеристик связи относительных чисел и суммарной площади солнечных пятен с фазой 11-летнего цикла солнечной активности // Солнечные данные, № 9, с. 102, 1980.
- Витинский Ю.И. Характеристики флуктуаций чисел Вольфа на ветви роста 21 цикла солнечной активности // Солнечные данные, № 2, с. 101, 1981а.

- Витинский Ю.И. О сильных флуктуациях среднемесячных значений чисел Вольфа // Солнечные данные, № 5, с. 111, 1981б.
- Витинский Ю.И. Об особенностях временных изменений индексов структуры солнечных пятен // Солнечные данные, № 12, с. 109, 1982.
- Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 296 с., 1986а.
- Витинский Ю.И., Куклин Г.В., Обридо В.Н. Об основных фазах солнечного цикла // Солнечные данные, с. 53, 1986б.
- Витинский Ю.И. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып. 90, с. 25, 1992.
- Всехсвятский С.К., Никольский Г.М., Пономарёв Е.А., Чередниченко В.И. К вопросу о корпускулярном излучении Солнца // АЖ, т. 32, с. 165, 1955.
- Всехсвятский С.К. Физика солнечных корпускулярных потоков. Изд. АН СССР, 1957.
- Всехсвятский С.К. (ред.) Солнечная корона и корпускулярное излучение в космическом пространстве. Киев: Изд-во КГУ, 1965.
- Гневашев М.Н. О природе солнечной активности // Известия ГАО, т. 131, с. 36, 1938.
- Гневашев М.Н. О природе солнечной активности // Циркуляр ГАО, № 16, в. 36, 1938.
- Гневашев М.Н., Оль А.И. О 22-летнем цикле солнечной активности // АЖ, т. 25, № 1, с. 18, 1948.
- Гневашев М.Н., Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю. Исследование стабильности и сравнение различных рядов чисел Вольфа // Солнечные данные, № 2, с. 72, 1985.
- Гневашев М.Н., Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю. Числа Вольфа в 21-м цикле солнечной активности // Солнечные данные, № 3, с. 57, 1986.
- Гневашева Р.С. Некоторые сведения о солнечных пятнах из каталогов солнечной деятельности за годы 1979–1985 // Солнечные данные, № 5, с. 70, 1987.
- Головко А.А. Изменение дисбаланса магнитного потока в активных областях на Солнце // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып. 95, с. 172, 1991.
- Головко А.А., Куклин Г.В. Солнечный цикл. СПб: ФТИ, с. 56, 1993.
- Голубчина О.А. Одновременные взаимосвязанные вспышечно-всплесковые процессы на Солнце / Труды государственного астрономического института им. П.К. Штернберга, т. LXXI, с. 17, 2001.

- Гопасюк С.И.* Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники. Астрономия. № 34, с. 6, 1987.
- Гопасюк С.И., Огирь М.Б., Северный А.Б., Шапошникова Е.Ф.* Структура магнитных полей и ее изменение в районе солнечных вспышек // Известия КРАО, т. 29, с. 15, 1963.
- Грингауз К.И., Безруких В.В., Озеров В.Д., Рыбчинский Р.Е.* Изучение межпланетного ионизированного газа, энергичных электронов и корпускулярного излучения Солнца при помощи трёхэлектродных ловушек заряженных частиц на второй советской космической ракете // Докл. АН СССР, т. 131, с. 1301, 1960.
- Демидов М.Л., Григорьев В.М.* Крупномасштабные магнитные поля на Солнце // Солнечно-земная физика. Вып. 6(119) / Труды Всеросс. конф., посв. 90-летию со дня рожд. В.Е. Степанова, чл.-корр. РАН (Иркутск, 25–29 августа 2003 г.), с. 10, 2004.
- Ермаков Ф.А., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.* Глобальная магнитология Солнца: дополнительные потоки и естественная шкала циклов // АЖ, т. 72, № 1, с. 99, 1995a.
- Ермаков Ф.А., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.* Глобальная магнитология Солнца: свойства полярного и экваториального полей // АЖ, т. 72, № 5, с. 753, 1995b.
- Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В., Обридко В.Н.* Сравнительный анализ свойств магнитного поля в ведущих и замыкающих солнечных пятнах // АЖ, т. 92, № 2, с. 180, 2014.
- Зеленый Л.М., Милованов А.В.* Фрактальные свойства солнечных пятен // Письма в АЖ, т. 17, с. 1013, 1991.
- Иванов Е.В.* Крупномасштабная организация солнечных магнитных полей // Известия РАН, сер. физ., т. 59, № 7, с. 29, 1995.
- Иванов Е.В., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.* Крупномасштабная структура солнечных магнитных полей и корональные выбросы массы // АЖ, т. 74, № 2, с. 273, 1997.
- Иванов-Холодный Г.С., Чертопруд В.Е.* Солнечная активность // Итоги науки и техники, т. 33, с. 3, 1990.
- Ивахненко А.Г., Юрачковский Ю.П.* Моделирование сложных систем по экспериментальным данным. М.: Радио и связь. 220 с., 1987.
- Иошпа Б.А., Обридко В.Н.* Измерение величины и направления магнитного поля в области солнечных пятен // АЖ, т. 40, с. 1013, 1963.

- Иошпа Б.А., Обридо В.Н., Чертопруд В.Е. Мелкомасштабное фоновое магнитное поле солнца в 23 солнечном цикле // Письма в АЖ, т. 36, № 6, с. 472, 2009.
- Иргашев Д.И. Некоторые особенности поля скоростей и магнитных полей в развитых активных областях. I. О разбалансе магнитных потоков // Солнечные данные, № 3, с. 92, 1977.
- Ишков В.Н., Могилевский Э.И. Эволюция комплексов вспышечно-активных областей на Солнце. Солнечная активность. Алма-ата: изд-во Каз. ССР, с. 3–20, 1983.
- Ишков В.Н., Шибаев И.Г. Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования // Известия РАН, сер. физ., т. 70, № 10, с. 1439, 2006.
- Ишков В.Н. Всплывающие магнитные потоки – ключ к прогнозу больших солнечных вспышек // Изв. РАН, сер. физ., т. 62, № 9, с. 1835, 1998.
- Касинский В.В., Иванов Е.В., Обридо В.Н. Индекс компактности солнечных активных областей и характеристики протонных событий // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, т. 42, с. 34, 1977.
- Коваленко В.А. Солнечный ветер. М: Наука, 272 с., 1983.
- Козик С.М. Общий вид одиннадцатилетнего цикла пятнообразовательной деятельности Солнца // АЖ, т. 26, с. 28, 1949.
- Контор Н.Н., Любимов Г.П., Переслегина Н.В., Хотилевская Т.Г. Прогноз максимального числа солнечных пятен в 11-летних циклах 22–44 // Солнечные данные, № 11, с. 74, 1983.
- Кузнецов В.Д. Модельные представления о происхождении корональных транзиентов // Итоги науки и техники, серия Астрономия, т. 45, с. 3, 1994.
- Кузнецов В.Д. Выбросы массы / В кн.: «Плазменная гелиогеофизика», под ред. акад. Л.М. Зеленого и д.ф.м.н. И.С. Веселовского. М.: Физматлит, т. 1, с. 81–98, 2008.
- Ку克林 Г.В. Некоторые результаты исследования 11- и 22-летних циклов чисел Вольфа // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып. 68, с. 45, 1984.
- Ку克林 Г.В. О связи чисел Вольфа и потока радиоизлучения Солнца на частоте 2800 MHz // Солнечные данные, № 1, с. 87, 1984.
- Ку克林 Г.В. Возможная схема реполюсовки общего магнитного поля Солнца // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып. 87, с. 122, 1989.

- Куклин Г.В. Пространственно-временные закономерности пятнообразования и магнитных полей на Солнце. Иркутск: СибИЗМИР, 99 с., 1991.
- Куклин Г.В. Переломные точки циклических кривых // Солнечные данные, № 10, с. 69, 1992.
- Куклин Г.В., Плюснина Л.А. Связь высокоскоростных потоков солнечного ветра и секторных границ межпланетного магнитного поля с крупномасштабными образованиями на Солнце // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 49, с. 75, 1979.
- Куклин Г.В., Обридо В.Н., Витинский Ю.И. Об основных фазах солнечного цикла // Солнечные данные, с. 53, 1986.
- Куклин Г.В., Тресков Т.А., Мордвинов А.В. и др. Исследование возможностей прогноза состояния ионосферы и магнитосферы Земли на основе оперативной информации о состоянии Солнца и межпланетной среды и наземных геофизических данных (Тальвег – СМРП): Отчет Иркутск. СибИЗМИР СО АН СССР. Иркутск, с. 10, 1989.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1973.
- Левитин А.Е., Обридо В.И., Вальчук Т.Е. и др. Индекс рекуррентности планетарной геомагнитной активности и его связь с солнечным циклом // Геомагнетизм и аэрономия, т. 35, с. 137, 1995.
- Лившиц И.М., Обридо В.Н. Изменения дипольного магнитного момента Солнца в течение цикла активности // АЖ, т. 83, № 11, с. 1031, 2006.
- Логачев Ю.И., Базилевская Г.А., Ващенко Е.В. и др. (всего 12 авторов). Каталог солнечных протонных событий 1997–2009 гг., под ред. Ю.И. Логачева, http://www.wdcb.ru/stp/online_data.ru.html#refl13_r, Москва, 2014.
- Логонов В.Ф., Шерстюков Б.Г., Оль А.И., Акатова Н.И. Индексы солнечной и геомагнитной активности. Обнинск: Мировой центр данных, 162 с., 1991.
- Лотова Н.А., Владимирский К.В., Обридо В.Н. и др. Структура потоков солнечного ветра в эпоху максимума 23-го солнечного цикла // Письма в АЖ, т. 31, № 8, с. 611, 2005.
- Макаренко Н.Г. Айманова Г.К. К-энтропия и размерность Реньи солнечного аттрактора // Астрон. цирк., № 1533, с. 1920, 1988.
- Макаров В.И., Рузмайкин А.А., Старченко С.В. Волны активности магнитного поля Солнца // Солнечные данные, № 5, с. 82, 1987а.
- Макаров В.И., Тавастшерна К.С., Васильева В.В. О законе Хэйла для крупномасштабных магнитных полей в период 1925–1982 гг. // Солнечные данные, № 2, с. 59, 1987б.

- Макаров В.И., Тлатов А.Г. Крутильные колебания Солнца в период 1915–1990 гг. // АЖ, т. 74, с. 474, 1997. [V.I. Makarov, A.G. Tlatov, Astron. Rep. 41, 416 (1997)].
- Макаров В.И., Тлатов А.Г. Полярный и экваториальный дрейф крупномасштабных магнитных полей и активность Солнца // Изв. РАН, сер. физ., т. 62, с. 1853, 1998.
- Макаров В.И., Тлатов А.Г. Крупномасштабные магнитные поля на Солнце и 11-летние циклы активности // АЖ, т. 44, с. 759, 2000.
- Макаров В.И., Тлатов А.Г. Индексы фонового магнитного поля и полярной активности Солнца // Известия ГАО, т. 217, с. 107, 2004.
- Малинецкий Г.Г., Потапов А.Б. Современные проблемы нелинейной динамики. М.: Эдиториал УРСС, 2000.
- Милецкий Е.В., Иванов В.Г. Широтные характеристики зоны пятнообразования на Солнце и 11-летний цикл солнечной активности // АЖ, т. 86, № 9, с. 922, 2009.
- Могилевский Э.И. Фрактальные кластеры полутени солнечных пятен и активных областей Солнца // Письма в АЖ, т. 20, № 8, с. 607, 1994.
- Могилевский Э.И. Фракталы на Солнце. М.: Физматлит, 150 с., 2001.
- Могилевский Э.И., Веллер А.Е., Вальд-Перлов В.М. Определение локальных магнитных полей на Солнце с помощью модулирующего фотоэлектрического спектрофотометра // ДАН СССР, т. 95 (5), с. 957, 1954.
- Могилевский Э.И., Шилова Н.С. Комплексы активных областей на Солнце. I // Известия КрАО, т. 94, с. 60, 1998.
- Могилевский Э.И. Энергетика корональных дыр и рекуррентные геомагнитные возмущения // Геомагнетизм и аэрономия, т. 35, № 6, с. 11, 1995.
- Наговицын Ю.А. “Синтетический” ряд среднегодовых чисел полярных факелов в 1847–1979 гг. // Солнечные данные, № 8, с. 88, 1988.
- Наговицын Ю.А. О северо-южной асимметрии активности низких и высоких широт Солнца / Сборник: Солнечные магнитные поля и корона. Т. 1. Новосибирск, с.379-381, 1989.
- Наговицын Ю.А. Нелинейная математическая модель процесса солнечной цикличности и возможности для реконструкции активности в прошлом // Письма в АЖ, т. 23, № 11–12, с. 851, 1997а.
- Наговицын Ю.А. Ряд индекса суммарных площадей солнечных пятен в гринвичской системе в 1821–1989 гг. // Солнечные данные. Статьи и сообщения 1995–1996, с. 38, 1997б.

- Наговицын Ю.А. Солнечная цикличность на большой временной шкале / Труды конференции «Новый цикл активности Солнца: наблюдательный и теоретический аспекты», ГАО РАН, СПб, с. 321, 1998.
- Наговицын Ю.А. Солнечная активность двух последних тысячелетий: «Служба Солнца» в древнем и средневековом Китае // Геомагнетизм и аэронавигация, т. 41, № 5, с. 771, 2001.
- Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г. Грандиозные минимумы и максимумы солнечной активности и климата Земли: последнее тысячелетие и картина будущего «в общих чертах» / Труды международной конференции по физике Солнца «Климатические и экологические аспекты солнечной активности», ГАО РАН, СПб, с. 321, 2003.
- Наговицын Ю.А. К описанию долговременных вариаций магнитного потока Солнца: индекс площадей пятен // Письма в АЖ, т. 31, № 8, с. 622, 2005.
- Наговицын Ю.А. Солнечная и геомагнитная активность на большой временной шкале: реконструкции и возможности для прогнозов // Письма в АЖ, т. 32, № 5, с. 382, 2006.
- Наговицын Ю.А. Циклы солнечной активности во время Маундеровского минимума // Письма в АЖ, т. 33, № 5, с. 385, 2007.
- Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Гусева С.А. Реконструкция физических параметров космической погоды на 400-летней шкале // Космические иссл., т. 46, № 4, с. 291, 2008.
- Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Макарова В.В. Правило Гневнышева-Оля для физических параметров солнечного магнитного поля: 400-летний интервал // Письма в АЖ, т. 35, № 8, с. 625, 2009.
- Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицына Е.Ю. Минимум Маундера: северо-южная асимметрия пятнообразования, средние широты пятен и диаграмма бабочек // АЖ, т. 87, № 5, с. 524, 2010.
- Наговицын Ю.А., Кулешова А.И. Соотношение Вальдмайера и ранняя диагностика величины максимума текущего цикла солнечной активности // АЖ, т. 89, № 10, с. 883, 2012.
- Наговицын Ю.А. Изменения циклических характеристик магнитной активности солнца на длительных временных шкалах // Геомагнетизм и аэронавигация, т. 54, № 6, с. 723, 2014.
- Наговицын Ю.А., Тлатов А.Г., Наговицына Е.Ю. Площадь и абсолютный магнитный поток солнечных пятен в последние 400 лет // АЖ, т. 93, № 9, с. 819, 2016а.

- Наговицын Ю.А., Певцов А.А., Осипова А.А. и др. Две популяции солнечных пятен и вековые изменения их характеристик // Письма в АЖ, т. 42, № 10, с. 773, 2016б.
- Никольская К.И. Проблема эмиссии гелия в хромосфере // АЖ, т. 44, с. 1043, 1967.
- Никулин Н.С., Северный А.Б., Степанов В.Е. Солнечный магнитограф Крымской астрофизической обсерватории // Известия КрАО, т. XIX, с. 3, 1958.
- Обридо В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М: Наука, 255 с., 1985.
- Обридо В.Н. Дисперсия среднемесячных значений чисел Вольфа как прогностический индекс // Солнечные данные, № 11, с. 106, 1988.
- Обридо В.Н., Мансуров С.М., Мансурова Л.Г. Солнечные протонные вспышки и секторная структура межпланетного магнитного поля // Геомагнетизм и аэрномия, т. 14, № 1, с. 3, 1974.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д. Связь корональных дыр, высокоскоростных потоков и секторной структуры ММП // Геомагнетизм и аэрномия, т. 27, с. 197, 1987а.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д. Взаимная пространственно-временная локализация секторной структуры межпланетного магнитного поля и крупномасштабного поля // Геомагнетизм и аэрномия, т. 27, с. 660, 1987б.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д. Корональные дыры и прогнозирование рекуррентных ВСП // Кинематика и физика небесных тел, т. 4, с. 29, 1988а.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д. О дифференциальном вращении корональных дыр // Солнечные данные, № 1, с. 89, 1988б.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д. Корональные дыры и фотосферные магнитные поля // АЖ, т. 67, с. 890, 1990.
- Обридо В.Н., Харшладзе А.Ф., Шельтинг Б.Д. Некоторые методические вопросы расчетов гармонических коэффициентов глобальных магнитных полей / Сб. Магнитные поля Солнца и гелиосейсмология. СПб, ФТИ, с. 71, 1994.
- Обридо В.Н. Циклические вариации крупномасштабных солнечных магнитных полей / Труды Симпозиума памяти А.Б. Северного // Известия КрАО, т. 92, с. 78. 1995.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д. Крупномасштабное магнитное поле на Солнце: экваториальная область // АЖ, т. 77, № 2, с. 124, 2000а.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д. Крупномасштабное магнитное поле на Солнце: зависимость от широты // АЖ, т. 77, №4, с. 303, 2000б.

- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д.* Квазидвухлетние колебания глобального солнечного магнитного поля // АЖ, т. 78, № 12, с. 1146, 2001.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д.* Глобальная магнитология Солнца и опорные точки солнечного цикла // АЖ, т. 80, № 11, с. 1034, 2003а.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д.* Меридиональный дрейф крупномасштабных магнитных полей на Солнце // АЖ, т. 80, № 4, с. 364, 2003б.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д., Харишладзе А.Ф.* Многопараметрические расчеты параметров солнечного ветра по данным о солнечном магнитном поле // Астрон. вестник, т. 38, № 3, с. 261, 2004.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д., Харишладзе А.Ф.* Расчеты магнитного поля в околоземном пространстве по данным о солнечном магнитном поле // Геомагнетизм и аэрномия, т. 46, № 3, с. 310, 2006.
- Обридо В.Н., Б.Д. Шельтинг.* Некоторые аномалии эволюции глобальных и крупномасштабных магнитных полей на Солнце как предвестники нескольких предстоящих невысоких циклов // Письма в АЖ, т. 35, № 3, с. 38, 2009.
- Обридо В.Н., Бадалян О.Г.* Циклическая и вековая вариации подмножеств групп солнечных пятен разных масштабов // АЖ, т. 91, № 12, с. 1050, 2013.
- Обридо В.Н., Канониди Х.Д., Митрофанова Т.А., Шельтинг Б.Д.* Солнечная активность и геомагнитные возмущения // Геомагнетизм и аэрномия, т. 53, № 2, с. 157, 2013.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д.* Об отрицательной корреляции между солнечной активностью и скоростью вращения Солнца // Письма в АЖ, т. 42, № 9, с. 694, 2016.
- Обридо В.Н., Шельтинг Б.Д.* Меридиональная составляющая крупномасштабного поля в минимуме и характеристики последующего цикла солнечной активности, 2017 // Письма в АЖ, № 10, с. 770, 2017.
- Обридо В.Н., Вайсберг О.Л.* К истории открытия солнечного ветра // Астрон. вестник, т. 51, № 2, с. 182, 2017.
- Огирь М.Б.* О связи между изменениями яркости водородных флоккул в активных областях на Солнце // Известия КрАО, т. LXII, с. 131, 1980.
- Огирь М.Б.* К вопросу о связи между активными областями на Солнце // Известия КрАО, т. LXIV, с. 118, 1981.
- Огирь М.Б.* Взаимосвязь активных областей на Солнце по На наблюдениям 25, 28 и 29 мая 1980 г. // Солнечные данные, № 3, с. 91, 1982.
- Огурцов М.Г., Кочаров Г.Е., Наговицын Ю.А.* Солнечная цикличность во время Маундеровского минимума // АЖ, т. 47, вып. 6, с. 517, 2003.

- Оль А.И. О физической природе 11-летней вариации магнитных возмущений // Геомагн. аэрон., т. 11, № 4, с. 647, 1971.
- Оль А.И., Оль Г.И. 22-летний цикл в числе полярных факелов на Солнце и в весенней температуре Ленинграда // Солнечные данные, № 4, с. 116, 1989.
- Оль А.И. Прогноз чисел Вольфа в максимуме 20 цикла // Солнечные данные, № 12, с. 84, 1966.
- Оль А.И. Цикл магнитной активности Солнца // Солнечные данные, № 12, с. 102, 1972.
- Осокин А.Р., Белов А.В., Лившиц М.А. Солнечные вспышки различных типов и их влияние на формирование возмущений межпланетной среды // Астрон. вестник, т. 37, № 1, с. 61, 2003.
- Остряков В.М., Усоскин И.Г. О размерности солнечного аттрактора // Солнечные данные, № 2, с. 91, 1988.
- Пипин В.В. Вариации светимости, радиуса и квадрупольного момента Солнца как результат динамо крупномасштабных магнитных полей в солнечной конвективной зоне // АЖ, т. 81, № 5, с. 459, 2004.
- Писанко Ю.В. Солнечный ветер. М.: Институт прикладной геофизики имени академика Е.К. Фёдорова, 135 с., 2011.
- Пожалова З.А. Линия Не I λ 10830 как индикатор корональных дыр – теоретический аспект // Письма в АЖ, т. 13, с. 610, 1987.
- Попова Е.П., Соколов Д.Д. Солнечный цикл по данным о поверхностном крупномасштабном магнитном поле и теория солнечного динамо // АЖ, № 11, с. 1130, 2010.
- Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985.
- Пудовкин М.И., Зайцева С.А., Понявин Д.И. и др. Физические основы и некоторые результаты прогнозирования геомагнитной активности по наблюдениям солнечных магнитных полей / Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып. 79, с. 3, 1988.
- Пушков Н.В. Вспышки на Солнце и геофизические последствия // Земля и Вселенная, № 4, с. 8, 1974.
- Рубашев Б.М. Проблемы солнечной активности. М.-Л.: Наука, 1964.
- Сарджент Г.Х. Солнечно-земные связи. Погода и климат. М.: Мир, с. 124, 1982.
- Святский Д. Астрономические явления в русских летописях. Петроград, 1915.
- Северный А.Б. Появление вспышек в нейтральных точках магнитного поля Солнца и пинч-эффект // Известия КрАО, т. 20, с. 22, 1958.

- Северный А.Б. Наблюдения поперечных и продольных магнитных полей, связанных с солнечными вспышками // Известия КрАО, т. 31, с. 159, 1964.
- Сидоров В.И., Кичигин Г.Н., Язев С.А. О топологии выбросов коронального вещества в мощных вспышечных событиях на Солнце // Известия Иркутского государственного университета, серия «Науки о Земле», т. 3, № 2, с. 139, 2010.
- Сладкова А.И., Базилевская Г.А., Ишков В.Н. и др. (всего 8 авторов). Каталог солнечных протонных событий 1987–1996 гг., под ред. Ю.И. Логачева, Москва, МГУ, 246 с., 1998.
- Слоним Ю.М., Кулешова К.Ф. Гомологические солнечные вспышки 13 и 16 мая 1981 г. // АЖ, т. 60, вып. 6, с. 1187, 1983.
- Солнечная и солнечно-земная физика. Иллюстрированный словарь терминов. Под ред. А. Бруцека и Ш. Дюрана. М.: Мир, 1980.
- Сотникова Р.Т. Рентгеновские вспышки на Солнце. Иркутск, Изд. ИГУ, 2013.
- Сотникова Р.Т., Файнштейн В.Г. Введение в гелиофизику. Иркутск, Изд. ИГУ, 2013.
- Степанов В.Е., Тягун Н.Ф. // Симп. МАС № 71, с. 101, 1976.
- Степанян Н.Н. Корональные дыры: проблемы и наблюдения // Изв. РАН, сер. физ., т. 59, с. 63, 1995.
- Тлатов А.Г. Дифференциальное вращение красной солнечной короны (FeX 6374 Å) в 1957–1994 гг. // АЖ, т. 74, с. 621, 1997.
- Филиппов Б.П. Эруптивные процессы на Солнце. М., Физматлит, 2007.
- Хабарова О.В. Межпланетное магнитное поле: зависимость от расстояния и широты // АЖ, т. 90, № 11, с. 919, 2013.
- Чистяков В.Ф. Переломные точки в развитии 11-летних циклов солнечной активности // Известия ГАО в Пулково, т. 178, с. 60, 1965.
- Чистяков В.Ф. Полярные факелы / Сборник: Методы и результаты исследований Солнца. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, с. 3–36, 1986.
- Чистяков В.Ф. Прогноз солнечной активности до 2030 года // Солнечные данные, № 1, с. 97, 1983.
- Чистяков В.Ф. Циклическая деятельность Солнца. Владивосток: Дальневост. книж. изд., 124 с., 1973.
- Эйгенсон М.С., Гневыхов М.Н., Оль А.И., Рубашев Б.М. Солнечная активность и ее земные проявления. М., 1948,
- Язев С.А. Феномен комплексов активности на Солнце. Иркутск: Изд-во ИГУ, 400 с., 2014.

- Ahmed O.W., Qahwaji R., Colak T., Higgins P.A., Gallagher P.T. & Bloomfield D.S. Solar Flare Prediction Using Advanced Feature Extraction, Machine Learning, and Feature Selection // *Sol. Phys.*, v. 283, p. 157, 2013.
- Akasofu S.I. The solar wind-magnetosphere energy coupling and magnetosphere disturbances // *Planet. Space Sci.*, v. 28, p. 495, 1980.
- Alfen H. *Arkiv Mat. Astr. Phys.*, 27 A, № 25, 1941.
- Al-Ghraibah A., Boucheron L.E., & McAteer R.T.J. An automated classification approach to ranking photospheric proxies of magnetic energy build-up // *Astron. Astrophys.*, v. 579, p. A64, 2015.
- Allen C.W. *Astrophysical Quantities – Third Edition*, University of London, The Athlone Press, 1973.
- Altrock R. Use of ground-based coronal data to predict the date of solar-cycle maximum // *Solar Phys.*, v. 216, issue 1, p. 343, 2003.
- Altschuler M.D., Newkirk G. Jr. Magnetic fields and the structure of the solar corona // *Solar Phys.*, v. 9, p. 131, 1969.
- Antalova A. The ratio of penumbral and umbral areas of sun-spots in the 11-year solar activity cycle // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, v. 22, p. 352, 1971.
- Antalova A. The latitudinal distribution of sunspot area and variations of the differential rotation of the Sun during the period 1921–1971 // *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, v. 14, p. 121, 1986.
- Antalova A. The relation of the sunspot magnetic field and penumbra-umbra radius ratio // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, v. 42, p. 316, 1991.
- Antonucci E., Dodero A. Coronal rotation dependence on the solar cycle phase // *Solar Phys.*, v. 53, p. 179, 1977.
- Antonucci E., Hoeksema J.T., Scherrer P.H. Rotation of the photospheric magnetic fields - A north-south asymmetry // *Astrophys. J.*, v. 360, p. 296, 1990.
- Antonucci E., Svalgaard L. Rigid and Differential Rotation of the Solar Corona // *Solar Phys.*, v. 34, p. 3, 1974.
- Arge C.N., Pizzo V.J. J. Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates // *J. Geophys. Res.*, v. 105, p. 10465, 2000.
- Arge C.N., E. Hildner, V.J. Pizzo, and J.W. Harvey. Two solar cycles of non increasing magnetic flux // *J. Geophys. Res.*, v. 107, iss. A10, p. SSH 16-1, 2002.
- Aschwanden M.J. *Physics of the Solar Corona: An Introduction*, Praxis Publishing, Chichester, UK. 2004.

- Aschwanden M.J., Schrijver C.J.* Analytical Approximations to Hydrostatic Solutions and Scaling Laws of Coronal Loops // *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 142, issue 2, p. 269, 2002.
- Asgarov A.B., Obridko V.N.* Asymmetry in the inward-outward polarity in the interplanetary magnetic field // *Sun and Geosphere*, v. 2, No. 1, p. 29, 2007.
- Ataç, T., Özgüç, A.* North-South Asymmetry in the Solar Flare Index // *Solar Phys.*, v. 166, p. 201, 1996.
- Avrett E.H., Vernazza J.E., Linsky J.* Excitation and ionization of helium in the solar atmosphere // *Astrophys. J.*, v. 207, pt. 2, p. L199-L204, 1976.
- Babcock H.W.* The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-YEAR Cycle // *Astrophys. J.*, v. 133, p. 572, 1961.
- Babcock H.W., Babcock, H.D.* The Sun's Magnetic Field, 1952–1954 // *Astrophys. J.*, v. 121, p. 349, 1955.
- Babcock H.D.* The Sun's Polar Magnetic Field // *Astrophys. J.*, v. 130, p. 364, 1959.
- Babcock H.W.* The Solar Magnetograph // *Astrophys. J.*, v. 118, p. 387, 1953.
- Babcock H.W., Babcock H.D.* Mapping the Magnetic Fields of the Sun // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, v. 64, No. 381, p. 282, 1952.
- Badalyan O.G. and Šýkora J.* Bimodal differential rotation of the solar corona // *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, v. 35, No. 3180, 2005.
- Badalyan O.G.* Two modes of the differential rotation of the solar corona // *Astron. Rep.*, v. 53, p. 262, 2009.
- Badalyan O.G.* Two types of differential rotation of the solar corona // *New Astronomy*, v. 15, p. 135, 2010.
- Badalyan O.G., Obridko V.N.* Solar magnetic fields and the intensity of the green coronal line *Astronomy Reports*, v. 48, № 8, p. 678, 2004, engl. translated from *Astronomicheski Zhurnal*, v. 81, № 8, 2004, pp. 746–756, rus).
- Badalyan O.G., Obridko V.N.* Two regularities in the coronal green-line brightness – magnetic field coupling and the heating of the corona // *Solar Physics*, v. 238, issue 2, p. 271, 2006, DOI 10.1007/s11207-006-0214-2 v 238, pp. 271-292.
- Badalyan O.G., Obridko V.N., Šýkora J.* Cyclic variations in the differential rotation of the solar corona // *Astron. Rep.*, v. 50, p. 312, 2006.
- Badalyan O.G., Obridko V.N., Rybák Ya., Šýkora J.* Quasi-biennial Oscillations of the North-South Asymmetry // *Astron. Zh.*, v. 82, p. 740, 2005. (*Astron. Rep.*, v. 49, p. 659, 2005).

- Badalyan O.G., Obridko V.N., Šýkora J.* Polarization in the 530.3 nm emission line and coronal magnetic field structure // *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, v. 32, p. 175, 2002.
- Badalyan O.G., Obridko V.N.* North-South asymmetry of the sunspot indices and its quasi-biennial oscillations // *New Astronomy*, v. 16, issue 6, p. 357, 2011.
- Badalyan O.G., Obridko V.N., Šýkora J.* Quasi-Biennial Oscillations in the North-South Asymmetry of Solar Activity // *Solar Physics*, v. 247, issue 2, p. 379, 2008.
- Badalyan O.G., Obridko V.N., Šýkora J.* Brightness of the coronal green line and prediction for activity cycles 23 and 24 // *Solar Phys.*, v. 199, p. 421, 2001.
- Badalyan O.G., Obridko V.N.* North-south asymmetry of solar activity as a superposition of two realizations – the sign and absolute value // *Astron. Astrophys.*, v. 603, id. A109, 10 pp. 07/2017 DOI 10.1051/0004-6361/201527790
- Balmaceda L.A., S.K. Solanki, N.A. Krivova, and S. Foster.* A homogeneous database of sunspot areas covering more than 130 years // *J. Geophys. Res.*, v. 114, p. A07104, 2009.
- Balmaceda L., Krivova N.A., Solanki S.K.* Reconstruction of solar irradiance using the Group sunspot number // *Advances in Space Research*, v. 40, p. 986, 2007.
- Balthasar H.* Rotational periodicities in sunspot relative numbers // *Astron. Astrophys.*, v. 471, issue 1, p. 281, 2007.
- Balthasar H.* On the depth dependence of the solar rotation velocity determined from Fraunhofer lines // *Solar Phys.*, v. 84, N 1/2, p. 371, 1983.
- Balthasar H.* Asymmetries and wavelengths of solar spectral lines and the solar rotation determined from Fourier-transform spectra // *Solar Phys.*, v. 93, p. 219, 1984.
- Balthasar H., Schüssler M.* Evidence for the 22-year-cycle in the Longitudinal Distribution of Sunspots // *Solar Phys.*, v. 93 (1), p. 177, 1984.
- Balthasar H., Vazquez M., and Woehl H.* Differential rotation of sunspot groups in the period from 1874 through 1976 and changes of the rotation velocity within the solar cycle // *Astron. Astrophys.*, v. 155, p. 87, 1986.
- Bamba Y., Kusano K., Yamamoto T.T. & Okamoto T.J.* Study on the Triggering Process of Solar Flares Based on Hinode/SOT Observations // *Astrophys. J.*, v. 778, p. 48, 2013.
- Bassom A.P., Kuzanyan K.M., Soward A.M.* A nonlinear dynamo wave riding on a spatially varying background // *Proc. R. Soc. London A*455, 1443, 1999.
- Beckers J.M.* In: *The Sun as a Star*, ed. by St. Jordan, CNRS, Paris, France and NASA, Washington, USA, 1981.

- Beer J., Tobias S., and Weiss N.* An Active Sun Throughout the Maunder Minimum // *Solar Phys.*, v. 181, issue 1, p. 237, 1998.
- Bell B.* A North-South Asymmetry in Location of Solar Sources of Great Geomagnetic Storms // *Astron. J.*, v. 66, p. 38, 1961.
- Belov A.V., Gaidash S.P., Kanonidi K.D. et al.* Operative center of the geophysical prognosis in IZMIRAN // *Ann. Geophys.*, v. 23, p. 3163, 2005.
- Belov A.V., Shelting B.D., Gushchina R.T. et al.* Global Magnetic Field of The Sun And Long Term Variations Of Galactic Cosmic Rays // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 63, p. 1923, 2001.
- Belov A.V., Dorman L.I., Eroshenko E.A. et al.* Search for predictors of Forbush decreases / *Proc. 24th Inter. Cosmic Ray Conf*, 4, 888-891, 1995.
- Belvedere G., Godoli G., Motta S. et al.* K faculae as tracers of the solar differential rotation // *Astrophys. J.*, v. 214, p. L91, 1977.
- Benevolenskaya E.E.* A Model of the Double Magnetic Cycle of the Sun // *Astrophys. J.*, v. 509, p. 49L, 1998.
- Benevolenskaya E.E., Kosovichev A.G., Scherrer P.H.* Structure and Dynamics of Interconnecting Loops and Coronal Holes in Active Longitudes // *Solar Phys.*, v. 190(1/2), p. 145, 1999.
- Benevolenskaya E.E.* Coronal structures in extreme ultraviolet and soft X-rays, and their relation to the photospheric magnetic flux / In: *SOLMAG 2002. Proceedings of the Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere Euroconference and IAU Colloquium 188*, 11–15 June 2002, Santorini, Greece. Ed. H. Sawaya-Lacoste. ESA SP-505. Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-815-8, 2002, p. 353–356.
- Benevolenskaya E.E., Kosovichev A.G., Lemen J.R. et al.* Large-Scale Solar Coronal Structures in Soft X-Rays and Their Relationship to the Magnetic Flux // *Astrophys. J.*, v. 571, issue 2, p. L181, 2002.
- Benevolenskaya E.E.* Polar magnetic flux on the Sun in 1996–2003 from SOHO/MDI data // *Astron. Astrophys.*, v. 428, p. L5, 2004.
- Berdugina S.V.* Non-Axisymmetric Magnetic Fields and Flip-Flops on the Sun and Cool Stars // *Solar Phys.*, v. 224 (1-2), p. 123, 2004.
- Berdugina S.V., Usoskin I.G.* Active longitudes in sunspot activity: Century scale persistence // *Astron. Astrophys.*, v. 405, p. 1121, 2003.
- Berger T.E., Rouppe van der Voort L.H.M., Löfdahl M.G. et al.* Solar magnetic elements at 0.1 arcsec resolution. General appearance and magnetic structure // *Astron. Astrophys.*, v. 428, p. 613, 2004.

- Biermann L.* Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung // Zeitschrift für Astrophysik, v. 29, p. 274, 1951.
- Biermann L.* Physical processes in comet tails and their relation to solar activity // Extrait des Mem. Soc. Roy. Sci. Liege Collection in –40, v.13, p. 291, 1953.
- Biermann L.* Solar corpuscular radiation and the interplanetary gas // Observatory, v. 77, p. 109, 1957.
- Bigazzi A., Ruzmaikin A.* The Sun's Preferred Longitudes and the Coupling of Magnetic Dynamo Modes // Astrophys. J., v. 604 (2), p. 944, 2004.
- Bloomfield, D.S., Higgins, P.A., McAteer, R.T.J., & Gallagher, P.T.* Toward Reliable Benchmarking of Solar Flare Forecasting Methods // Astrophys. J. L., v. 747, p. L41, 2012.
- Bludova N.G., Obridko V.N., Badalyan O.G.* The Relative Umbral Area in Spot Groups as an Index of Cyclic Variation of Solar Activity // Solar Physics, v. 289, issue 3, p. 1013, 2014.
- Bobra M.G., Couvidat S.* Solar Flare Prediction Using SDO/HMI Vector Magnetic Field Data With A Machine-Learning Algorithm // Astrophys. J., v. 798, p. 135, 2015.
- Bondi H.* On spherically symmetric accretion // MNRAS, v. 112, p. 195, 1952.
- Bonev B.* Estimating the Course of the Solar Activity in the End of 20th and Beginning of 21st Century on Time Variations within the Zurich Series // Bulg. Geophys. J., v. 13, p. 43, 1997.
- Boucheron L.E., Al-Ghraibah A. & McAteer, R.T.J.* Prediction of Solar Flare Size and Time-to-Flare Using Support Vector Machine Regression // Astrophys. J. v. 812, p. 51, 2015.
- Bouwer S.D.* Periodicities of solar irradiance and solar activity indices. II // Solar Phys., v. 142 (2), p. 365, 1992.
- Bracewell R.N.* Sunspot number series envelope and phase // Australian Journ. Phys., v. 38, p. 1009, 1985.
- Bracewell R.N.* Spectral analysis of the Elatina series // Solar Phys., v. 116, no. 1, p. 179, 1988.
- Brajša R., Ruzdjak D., Wohl H.* Temporal Variations of the Solar Rotation Determined by Sunspot Groups // Solar Phys., v. 237, p. 365, 2006.
- Brandenburg A., I. Rogachevskii, N. Kleeorin.* Magnetic concentrations in stratified turbulence: the negative effective magnetic pressure instability // New Journal of Phys., v. 18, issue 12, article id. 125011, 2016.

- Brandenburg A., Käpylä, P.J.* Connection between active longitudes and magnetic helicity, 2005, eprint arXiv:astro-ph/0512639
- Brekke P., Rottman G.J., Fontenla J. & Judge P.G.* The Ultraviolet Spectrum of a 3B Class Flare Observed with SOLSTICE // *Astrophys. J.*, v. 468, p. 418, 1996.
- Briffa K.* Annual climate variability in the Holocene: interpreting the message of ancient trees // *Quaternary Science Rev.*, v. 19, p. 87, 2000.
- Bumba V.* Short note on the connections between the facular network and sunspots, In: *Stellar and Solar Magnetic Fields* // *IAU Symp. N 22*, ed. by R. Lüst, p. 192, 1965.
- Bumba V., Howard R.* Solar Activity and Recurrences in Magnetic-Field Distribution // *Solar Phys.*, v. 7, issue 1, p. 28, 1969.
- Bumba V., Garcia A., Klvana M.* Longitudinal Distribution of Solar Magnetic Fields and Activity During the Ending and Starting Periods of Activity Cycles // *Solar Phys.*, v. 196(2), p. 403, 2000.
- Bumba V., Klvana M., Sykora J.* Coronal holes and their relation to the background and local magnetic fields // *Astron. Astrophys.*, v. 298, p. 923, 1995.
- Bumba V., Obridko V.N.* Bartels active longitudes, sector boundaries and flare activity // *Solar Phys.*, v. 6, No. 1, p. 104, 1969.
- Bumba V., Howard R.* A Study of the Development of Active Regions on the Sun // *Astrophys. J.*, v. 141, p. 1492, 1965a.
- Bumba V., Howard R.* Large-Scale Distribution of Solar Magnetic Fields // *Astrophys. J.*, v. 141, p. 1502, 1965b.
- Calvo R.A., Ceccato H.A., Piacentini R.D.* Neutral network prediction of solar activity // *Astrophys. J.*, v. 444, p. 916, 1995.
- Cameron R.H., Dikpati M., Brandenburg A.* The Global Solar Dynamo, eprint arXiv:1602.01754 (2016a).
- Cameron R.H., Jiang J., Schüssler M.* Solar Cycle 25: Another Moderate Cycle? // *Astrophys J. Letters*, v. 823, issue 2, article id. p. L22, 2016.
- Carbonell M., Oliver R., Ballester J.L.* On the asymmetry of solar activity // *Astron. Astrophys.*, v. 274, p. 497, 1993.
- Carbonell M., J. Terradas, R. Oliver, J.L. Ballester.* The statistical significance of the North-South asymmetry of solar activity revisited // *Astron. Astrophys.*, v. 476, p. 951, 2007.
- Carrington R.C.* Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859 // *Month. Notices RAS*, v. 20, p. 13, 1859.
- Catalog of Solar Particle Events 1955–1969 / Eds. Svestka Z., Simon P., Dordrecht (Holland). Boston (USA), D. Reidel Publ., 430 p., 1975.

- Chertok I.M., Mogilevsky E.I., Obridko V.N., Shilova N.S., Hudson H.S. Solar Disappearing Filament Inside a Coronal Hole // *Astrophys. J.*, 567:1225-1233, 2002 March 10.
- Chertok I.M., Grechnev V.V., Belov A.V., Abunin A.A. Magnetic flux of EUV arcade and dimming regions as a relevant parameter for early diagnostics of solar eruptions – sources of non-recurrent geomagnetic storms and Forbush decreases // *Solar Physics.*, v. 282, p. 175, 2013.
- Chiuderi C. Theories of coronal heating. Magnetic Reconnection in the Solar Atmosphere. Edited by R.D Bentley and J.T. Mariska // *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, v. 111, p. 69, 1996.
- Chopra P., Dabas R.S. Prediction of maximum amplitude of the next Solar Cycle 24 using modified Precursor Method // 36th COSPAR Scientific Assembly, Abstract No. 909 (in CDROM), 2006.
- Choudhuri A.R., Chatterjee P., Jiang J. Predicting Solar Cycle 24 With a Solar Dynamo Model // *Phys. Rev. Lett.*, v. 98, p. 131103, 2007.
- Choudhuri A.R., Schüssler M., Dikpati M. The solar dynamo with meridional circulation // *Astron. Astrophys.*, v. 303, p. L29, 1995.
- Chowdhury P., Choudhary D.P., Gosain S. A Study of the Hemispheric Asymmetry of Sunspot Area during Solar Cycles 23 and 24 // *Astrophys. J.*, v. 768, p. 188, 2013.
- Clark D.H., Stephenson F.R. An interpretation of the pre-telescopic Sunspot records from the Orient // *Royal Astron. Soc. Quart. Jour.*, v. 19, p. 387, 1978.
- Clette F., Svalgaard L., Vaquero J.M., Cliver E.W. Revisiting the Sunspot Number. A 400-Year Perspective on the Solar Cycle // *Space Science Reviews*, v. 186, issue 1–4, p. 35, 2014.
- Cliver E.W., Kamide Y., Ling A.G. The semiannual variation of geomagnetic activity: phases and profiles for 130 years of aa data // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 64, issue 1, p. 47 (2002).
- Cliver E.W., Ling A.G. Secular change in geomagnetic indices and the solar open magnetic flux during the first half of the twentieth century // *Journ. Geophys. Res.*, v. 107, SSH 11-1, p. 1303, 2002.
- Cohen O., Sokolov I.V., Roussev I.I. *et al.* A Semiempirical Magnetohydrodynamical Model of the Solar Wind // *Astrophys. J.*, v. 654, p. L163, 2007.
- Colak T. & Qahwaji R. Automated Solar Activity Prediction: A hybrid computer platform using machine learning and solar imaging for automated prediction of solar flares // *Space Weather*, v. 7, p. S06001, 2009.

- Conway A.J., Macpherson K.P., Blacklaw G., Brown J.C. A neural network prediction of solar cycle 23 // J. Geophys. Res., v. 103, p. 29733, 1998.
- Crosby N.B., Aschwanden M.J., Dennis B.R. Frequency distributions and correlations of solar X-ray flare parameters // Solar Phys., v. 143, p. 275, 1993.
- Crowley T.J. Causes of Climate Change Over the Past 1000 Years // Science, v. 289, p. 270, 2000.
- Damon P.E. Solar induced variations of energetic particles at one AU // in Solar Output and its Variations, Boulder, Colo, pp.526–534, 1977.
- De La Rue W., Stewart B., Loewy B. The positions and areas of the spots observed at Kew during the years 1864, 1865, 1866, also the spotted area of the Sun's visible disk from the commencement of 1832 up to May 1868 // Phil. Trans. R. A. S., v. 160, p. 389, 1870.
- DeForest C.E., Howard T.A., McComas D.J. Inbound Waves in the Solar Corona: A Direct Indicator of Alfvén Surface Location // Astrophys. J., v. 787, issue 2, article id. 124, 10 pp., 2014.
- DeLuca and Gilman / In: Solar interior and atmosphere (A92-36201 14-92). Tucson, AZ, University of Arizona Press, p. 275–303, 1991.
- Dezső L., Gerlei D. Relative of the Penumbra and Umbra Areas of Sunspots // Publ. Debrecen Heliophys. Obs., v. 1, p. 57, 1964.
- Dikpati, M., de Toma, G., Gilman, P.A. et al. Diagnostics of Polar Field Reversal in Solar Cycle 23 Using a Flux Transport Dynamo Model // Astrophys. J., v. 601, p. 1136, 2004.
- Dmitrieva I.V., Kuzanyan K.M., Obridko V.N. Amplitude and period of the dynamo wave and prediction of the solar cycle // Solar Phys., v. 195, p. 209, 2000.
- Dodson H.W., Hedeman E.R. WDC-A Report UAG-14, 1971.
- Dodson H.W., Hedeman E.R. WDC-A Report UAG-52, 1975
- Dodson, H.W., Hedeman, E.R., Kreplin, R.W., et al. (in all 8 authors). Catalogue of Solar Proton Events 1955–1969. Ed.: Z. Svestka and P. Simon, Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 430 pp., 1975.
- Dorotovic, P., Journoud, J., Rybák, J., Šýkora. North-South Asymmetry of CaII K Plages // ASP Conference Series, v. 368, p. 527, 2007.
- Du Z., Du S. The relationship between the amplitude and descending time of solar activity cycle // Solar Phys, v. 238, issue 2, p. 431, 2006.
- Du Z.L. Bimodal Structure of the Solar Cycle // Astrophys. J., v. 804, issue 1, 15 pp., article id. 3. 2015.

- Du Z.L. A new solar activity parameter and the strength of 5-cycle periodicity // *New Astron.*, v. 12, p. 29, 2006.
- Du Z.L., Wang H.N., He H. et al. Application of a new method to determine times of solar cycle extrema in prediction / 36th COSPAR Scientific Assembly, Abstract No. 473 (in CDROM) 2006a.
- Du Zhan-Le, Wang Hua-Ning, He Xiang-Tao. The Relation between the Amplitude and the Period of Solar Cycles // *Chinese Journal of Astronomy & Astrophysics*, v. 6, p. 489, 2006b.
- Duchlev P.I. An Estimation of the Long-Term Variation of a North-South Asymmetry of the Long-Lived Solar Filaments // *Solar Phys.*, v. 199, p. 211, 2001.
- Duhau S. An Early Prediction of Maximum Sunspot Number in Solar Cycle 24 // *Solar Phys.*, v. 213, issue 1, p. 203, 2003.
- Durney B.R. On a Babcock-Leighton dynamo model with a deep-seated generating layer for the toroidal magnetic field // *Solar Phys.*, v. 160, issue 2, p. 213, 1995.
- Durney B.R. On the Power in the Legendre Modes of the Solar Radial Magnetic Field // *Solar Phys.*, v. 180, p. 1, 1998.
- Duvall T.L., Jr. Large-scale solar velocity fields // *Solar Phys.*, v. 63, p. 3, 1979.
- Echer E., Rigozo N.R., Souza Echer M.P. et al. Reconstruction of the aa index on the basis of spectral characteristics // *Geofisica Internacional*, v. 43, No 1, p. 103, 2004a.
- Echer E., Rigozo N.R., Nordemann D.J.R., Vieira L.E.A. Prediction of solar activity on the basis of spectral characteristics of sunspot number // *Ann. Geophys.*, v. 22, p. 2239, 2004b.
- Eddy J. Материалы XVII Генеральной Ассамблеи Международного астрономического союза. М.: Наука, 1982, 112 с.
- Eddy J.A., Gilman P.A., Trotter D.E. Solar rotation during the Maunder Minimum // *Solar Phys.*, v. 46, p. 3, 1976.
- Eddy J.A. The Maunder Minimum // *Science*, v. 192, p. 1189, 1976.
- Eidlén B. Deutung der Emissionslinien im Spektrum der Sonnenkorona // *Zeitschrift für Astrophysik*, v. 22, p. 30, 1943, The identification of the coronal lines (George Darwin Lecture) // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 105, p. 323, 1945.
- Ellis W. On the relation between magnetic disturbance and the period of solar spot frequency // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, v. 60, p. 142, 1900.
- Elstner D., Korhonen H. Flip-flop phenomenon: observations and theory // *Astron. Nachr.*, v. 326 (3), p. 278, 2005.

- Esper J., Cook E.R., Schweingruber F.H.* Low-Frequency Signals in Long Tree-Ring Chronologies for Reconstructing Past Temperature Variability // *Science*, v. 295, p. 2250, 2002.
- Falconer D.A., Moore R.L., Barghouty A.F., & Khazanov I.* MAG4 versus Alternative Techniques for Forecasting Active-Region Flare Productivity // *American Astronomical Society, AAS Meeting N224*, id.402.04, 2014.
- Falconer D., Barghouty A.F., Khazanov I. & Moore R.* A tool for empirical forecasting of major flares, coronal mass ejections, and solar particle events from a proxy of active-region free magnetic energy // *Space Weather*, v. 9, S04003, 2011.
- Fessant F., Pierret C., Lantos P.* Comparison of Neural Network and McNish and Lincoln Methods for the Prediction of the Smoothed Sunspot Index // *Solar Phys.*, v. 168, p. 423, 1996.
- Feynman J.* Geomagnetic and solar wind cycles, 1900–1975 // *J. Geophys. Res.*, v. 87, p. 6153, 1982.
- Fisher R., Musman S.* Detection of coronal holes from 5303-Å-wavelength Fe XIV observations // *Astrophys. J.*, v. 195, p. 801, 1975.
- Fisher G.H., Longcope D.W., Metcalf T.R., Pevtsov A.A.* Coronal Heating in Active Regions as a Function of Global Magnetic Variables // *Astrophys. J.*, v. 508, issue 2, p. 885, 1998.
- Foukal P.* A Doppler measurement with low scattered light of the higher rotation rate of sunspot magnetic fields at the photosphere // *Astrophys. J.*, v. 234, N 2, pt. 1, p. 716, 1979.
- Foukal P., Fröhlich C., Spruit H., Wigley T.M.L.* Variations in solar luminosity and their effect on the Earth's climate // *Nature*, v. 443, p. 161, 2006.
- Fox P., McIntosh P., Wilson P.R.* Coronal Holes and the Polar Field Reversals // *Solar Phys.*, v. 177, p. 375, 1998.
- Frazier E.N., Stenflo J.O.* On the small-scale structure of solar magnetic fields // *Solar Phys.*, v. 27, p. 330, 1972.
- Frick P., D. Galyagin, D. Hoyt et al.* Wavelet analysis of solar activity recorded by sunspot groups // *Astron. Astrophys.*, v. 328, p. 670, 1997.
- Fry C.D., Dryer M., Smith Z. et al.* Forecasting solar wind structures and shock arrival times using an ensemble of models // *J. Geophys. Res.*, v. 108, A2, 5-1, 2003.
- Fujiki K., Hirano M., Kojima M. et al.* Relation between solar wind velocity and properties of its source region // *Advances in Space Research*, v. 35, p. 2185, 2005.
- Gao P.X., Li K.-J., Shi X.-J.* Hemispheric variation of coronal mass ejections in cycle 23 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 400, p. 1383, 2009.

- Garcia de la Rosa J.I.* Sunspot populations and their relation with the solar cycle // *Solar Phys.*, v. 74, p. 117, 1981.
- Garcia de la Rosa J.I.* Are the small active regions related to the decay of the larger ones? // *Solar Phys.*, v. 89, p. 51, 1983.
- Georgieva K.* Why the Sunspot Cycle Is Double Peaked // *ISRN Astronomy and Astrophysics*, v. 2011. Article ID 437838, 11 p., <http://dx.doi.org/10.5402/2011/437838> 2011.
- Getling A.V., R. Ishikawa, A.A. Buchnev.* Development of Active Regions: Flows, Magnetic-Field Patterns and Bordering Effect // *Solar Phys.*, v. 291, issue 2, p. 371, 2016.
- Getling A.V., R. Ishikawa, A.A. Buchnev.* Doubts about the crucial role of the rising-tube mechanism in the formation of sunspot groups // *Advances in Space Research*, v. 55, issue 3, p. 862, 2015.
- Gholipour A., Lucasa C., Araabia B.N., Shafiee M.* Solar activity forecast: Spectral analysis and neurofuzzy prediction // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, v. 67, p. 595. 2005.
- Gigolashvili M.Sh., Japaridze D.R., Mdzinarishvili T.G., Chargeishvili B.B.* N S Asymmetry in the Solar Differential Rotation During 1957–1993 // *Solar Phys.*, v. 227, p. 27, 2005.
- Gigolashvili M.Sh., Khutsishvili E.V.* On some peculiarities of solar differential rotation Plasma Astrophysics // *ESA*, p. 35, 1990.
- Gilman P.A., Howard R.* Variations in solar rotation with the sunspot cycle // *Astrophys. J.*, v. 283, p. 385, 1984.
- Giovanelli R.G.* An exploratory two-dimensional study of the coarse structure of network magnetic fields // *Solar Phys.*, v. 68, p. 49, 1980.
- Giovanelli R.G.* Sunspot geometry and pressure balance // *Solar Phys.*, v. 80, p. 21, 1982.
- Giovanelli R.G., Jones H.R.* The three-dimensional structure of atmospheric magnetic fields in two active regions // *Solar Phys.*, v. 79, p. 267, 1982.
- Gizatullina S.M., Rukavishnikov V.D., Ruzmaikin A.A., Tavastsherna K.S.* Radiocarbon evidence of the global stochasticity of solar activity // *Solar Phys.* v. 127, p. 281, 1990.
- Gnevyshev M.N.* Essential features of the 11-year solar cycle // *Solar Phys.*, v. 51, p. 175, 1977.
- Godoli G., Mazzucconi P.* On the rotation rates of sunspot groups // *Solar Phys.*, v. 64, N 2, p. 247, 1979.

- Gokhale M.H., Hiremat K.M.* Variations in the rotational velocity of sunspot groups during their lifetimes // *Bull. Astron. Soc. India*, v. 12, p. 398, 1984.
- Golub L., Davis J.M., Krieger A.S.* Anticorrelation of X-ray bright points with sunspot number, 1970–1978 // *Astrophys. J.*, v. 229, p. L145, 1979.
- Gopalswamy N.* A Global Picture of CMEs in the Inner Heliosphere / In "The Sun and the Heliosphere as an Integrated system", Poletto G., Suess S., (eds.), *Astrophys. Space Sci. Libr.*, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, The Netherlands, 317, 201, 2004.
- Gopalswamy N.* History and development of coronal mass ejections as a key player in solar terrestrial relationship // *Geoscience Letters*, v. 3, article id.8, 18 pp, 2016.
- Gopalswamy N., Yashiro S., Liu Y. et al.* Coronal mass ejections and other extreme characteristics of the 2003 October-November solar eruptions // *JGR 110:A09S15* doi:10.1029/2004JA010958, 2005.
- Gopalswamy N., Yashiro S., Michalek G. et al.* Catalog of Halo Coronal Mass Ejections from SOHO // *Sun and Geosphere*, v. 5, p. 7, 2010.
- Gopasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T.* The comparison of the magnetographic magnetic field measured in different spectral lines // *Solar Phys.*, v. 31, p. 307, 1973.
- Granger C.W.J.* Investigating Causal Relations by Econometric Models and Cross-Spectral Methods // *Econometrica*, v. 37, p. 438, 1969.
- Gringauz K.I.* Some results of experiments in interplanetary space by means of charged particle traps on Soviet space probes, *Space Research II*. North Holland Publishing Co., p. 539–553, 1961.
- Grossmann A. and Morlet J.* Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape // *SIAM J. Math. Anal.* 15, p. 723–736, 1984.
- Grottrian W., Kunzel H.* Über den Induktionsfluß durch die Sonnenflecken // *Zeitschrift Astrophysik*, B. 28, S. 28, 1950.
- Guerra J.A., Pulkkinen A., Uritsky V.M.* Ensemble forecasting of major solar flares: First results // *Space Weather*, v. 13, p. 626, 2015.
- Guhathakurta M., Fisher R., Strong K.* Temperature Structure of the High-Latitude Corona // *Astrophys. J.*, v. 471, p. L69, 1996.
- Guhathakurta M., Fisher R.R., Altrock R.C.* Large-scale coronal temperature and density distributions, 1984–1992 // *Astrophys. J.*, v. 414, p. L145, 1993.
- Guseva S.A. and Nagovitsyn Yu.A.* Variations in the large-scale polar solar magnetic flux: The average annual series of the II index in 1858–2006 // *Geomagn. Aeron.*, v. 52, issue 4, p. 431, 2012.

- Hagenaar H.J., Schrijver C.J., Title A.M.* The Properties of Small Magnetic Regions on the Solar Surface and the Implications for the Solar Dynamo(s) // *Astrophys. J.*, v. 584, p. 1107, 2003.
- Hamid R.H., Galal A.A.* Preliminary prediction of the strength of 24th 11-year solar cycle. Solar activity and its magnetic origin / In: *Proceeding IAU, symposium Bothmer, V., Hady, A.A. (eds.), No. 233.* v. 233, p. 413, 2006.
- Handy B.N., Acton L.W., Kankelborg C.C. et al.* The transition region and coronal explorer // *Sol. Phys.*, v. 187, p. 229, 1999.
- Hara H., Tsuneta S., Acton L.W. et al.* A high-temperature component in coronal holes observed with YOHKOH SXT // *Advances in Space Research*, v. 17, N 4-5, p. (4/5)231–(4/5)234, 1996.
- Harvey J.* Solar Magnetic Fields – Small Scale // *PASP*, v. 83, p. 539, 1971.
- Harvey J., Livingston W.* Magnetograph Measurements with Temperature-Sensitive Lines // *Solar Phys.*, v. 10, p. 283, 1969.
- Harvey J.W., Branston D., Henney C.J. et al.* Seething Horizontal Magnetic Fields in the Quiet Solar Photosphere // *Astrophys. J.*, v. 659, p. L177, 2007.
- Harvey K.* The relationship between coronal bright points as seen in He I Lambda 10830 and the evolution of the photospheric network magnetic fields // *Aust. J. Phys.*, v. 38, p. 975, 1985.
- Harvey K., Harvey J.* A Statistical Study of Ephemeral Active Regions in 1970 and 1973 // *BAAS*, v. 6, p. 288, 1974.
- Harvey K.L.* The Cyclic Behavior of Solar Activity, The solar cycle: Proceedings of the National Solar Observatory Sacramento Peak 12th Summer Workshop // *ASP Conference Series (ASP: San Francisco)*, v. 27, p. 335, 1992.
- Harvey K.L.* Large Scale Patterns of Magnetic Activity and the Solar Cycle , 188th AAS Meeting, N33.02 // *Bulletin of the American Astronomical Society*, v. 28, p. 867, 1996.
- Harvey J.W., Krieger A.S., Davis J.M. et al.* Comparison of Skylab X-Ray and Ground-Based Helium Observations // *Bulletin of the American Astronomical Society*, v. 7, p. 358, 1975.
- Harvey J.W., Sheeley N.R., Jr.* A comparison of He II 304 Å and He I 10,830 Å spectroheliograms // *Solar Phys.*, v. 54, p. 343, 1977.
- Hathaway D.H.* The Solar Cycle // *Living Reviews in Solar Physics*, v. 12, p. 4, 2015.
- Hathaway D.H., Wilson R.M.* Solar rotation and the sunspot cycle // *Astrophys. J.*, v. 357, p. 271, 1990.

- Hathaway D.H. and R.M. Wilson.* What the Sunspot Record Tells Us About Space Climate // *Solar Phys.*, v. 224, p. 5, 2004.
- Hathaway D.H., Wilson R.M.* Geomagnetic activity indicates large amplitude for sunspot cycle 24 // *Geophys. Res. Lett.*, v. 33, p. L18101, 2006.
- Hathaway D.H., Rightmire L.* Variations in the Sun's Meridional Flow over a Solar Cycle // *Science*, v. 327, p. 1350, 2010.
- Hathaway D.H. and L.A. Upton.* Predicting the amplitude and hemispheric asymmetry of solar cycle 25 with surface flux transport // *J. Geophys. Res. Space Phys.*, v. 121, issue 11, p. 10,744-10,753, 2016.
- Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J.* Group Sunspot Numbers: Sunspot Cycle Characteristics // *Solar Phys.*, v. 211, issue 1, p. 357, 2002.
- Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J.* A Synthesis of Solar Cycle Prediction Techniques // *J. Geophys. Res.*, v. 104, p. 22375, 1999.
- Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J.* The Shape of the Sunspot Cycle // *Solar Phys.*, v. 151, p. 177, 1994.
- Hathaway D.H., Wilson R.M., Campbell A.* American Astronomical Society Meeting, 210, N92.03 // *Bulletin of the American Astronomical Society*, v. 38, p. 209, 2007.
- Helal Hamid R., Galal A.A.* An early prediction of the maximum amplitude of the solar cycle 25 // *Journal of Advanced Research*, v. 4, issue 3, p. 275, 2013.
- Higgins P.A., Gallagher P.T., McAteer, R.T.J., Bloomfield D.S.* Solar magnetic feature detection and tracking for space weather monitoring // *Advances in Space Research*, v. 47, p. 2105, 2011.
- Hiremath K.M.* Prediction of future fifteen solar cycles, 2007, preprint (eprint arXiv:0704.1346).
- Ito H., Tsuneta S., Shiota D. et al.* Is the Polar Region Different from the Quiet Region of the Sun? // *Astrophys. J.*, 719:131–142, 2010 August 10.
- Hoeksema J.T.* Solar Magnetic Field – 1985 through 1990, WCDA, Boulder, USA. 1991.
- Hoeksema J.T. and P.H. Scherrer.* Solar Magnetic Field – 1976 through 1985, WCDA, Boulder, USA. 1986.
- Hoeksema J.T., Scherrer P.H.* Rotation of the coronal magnetic field // *Astrophys. J.*, v. 18, p. 428, 1987.
- Hollweg J.V.* Alfvénic heating of the chromosphere and corona IN: Chromospheric diagnostics and modelling; Proceedings of the Conference, Sunspot, NM, August 13–16, 1984 (A86-40531 19-92). Sunspot, NM, National Solar Observatory, p. 235–251, 1985.

- Houtgast J., Van Slouiters A. Statistical investigations concerning the magnetic fields of sunspots I // Bull. Astrophys. Inst. Netherlands, X, 325, 1948.
- Howard R. Solar Rotation // Ann. Rev. Astron. Astrophys., v. 22, p. 131, 1984.
- Howard R. A possible variation of the solar rotation with the activity cycle // Astrophys. J., v. 93, N3, p. L159, 1976.
- Howard R., Adkins J.E., Boyden J.E. et al. Solar rotation results at Mount Wilson // Solar Phys., v. 83, p. 321, 1983.
- Howard R., Gilman P.I., Gilman P.A. Rotation of the sun measured from Mount Wilson white-light images // Astrophys. J., v. 283, p. 373, 1984.
- Howard R., Labonte B.J. The sun is observed to be a torsional oscillator with a period of 11 years // Astrophys. J., v. 239, p. L 33, 1980.
- Howard R., Labonte B.J. Surface magnetic fields during the solar activity cycle // Solar Phys., v. 74, p. 131, 1981.
- Howard R., Stenflo J.O. On the filamentary nature of solar magnetic fields // Solar Phys., v. 22, p. 402, 1972.
- Hoyt D.V., Schatten K.H. New information on solar activity, 1779–1818, from Sir William Herschel's unpublished notebooks // Astrophys. Journal, Part 1, v. 384, p. 361, 1992a.
- Hoyt D.V., Schatten K.H. Sir William Herschel's notebooks – Abstracts of solar observations // Astrophys. Journal Suppl., v. 78, p. 301, 1992b.
- Hoyt D.V., Schatten K.H. A new look at Wolf sunspot numbers in the late 1700's // Solar Phys., v. 138, no. 2, p. 387, 1992c.
- Hoyt D.V., Schatten K.H. Group sunspot numbers: a new Solar activity reconstruction // Solar Phys., v. 179, p. 189, 1998a.
- Hoyt D.V., Schatten K.H. Group sunspot numbers: a new Solar activity reconstruction // Solar Phys., v. 181, p. 491, 1998b.
- Hoyt D.V., Schatten K.H., Nesmes-Ribes E. The one hundredth year of Rudolf Wolf's death: Do we have the correct reconstruction of solar activity? // Geophys. Res. Lett., v. 21, no. 18, p. 2067, 1994.
- Hoyt D.V., Schatten K.H. Overlooked sunspot observations by Hevelius in the early Maunder minimum, 1653–1684 // Solar Phys., v. 160, p. 371, 1995a.
- Hoyt D.V., Schatten K.H. Observations of sunspots by Flamsteed during the Maunder minimum // Solar Physics, v. 160, p. 379, 1995b.
- Hoyt D.V., Schatten K.H. A new interpretation of Christian Horrebow's sunspot observations from 1761 to 1777 // Solar Phys., v. 160, p. 387, 1995c.

- Hoyt D.V., Schatten K.H.* A revised listing of the number of sunspot groups made by Pastorff, 1819 to 1833 // *Solar Phys.*, v. 160, p. 393, 1995d.
- Hoyt D.V., Schatten K.H.* Group Sunspot Numbers: A New Solar Activity Reconstruction // *Solar Physics*, v. 181, issue 2, p. 491, 1998.
- Hoyt Douglas V., Schatten Kenneth H.* How Well Was the Sun Observed during the Maunder Minimum? // *Solar Physics*, v. 165, p. 181, 1996.
- Huang X., Zhang L., Wang H., Li, L.* Improving the performance of solar flare prediction using active longitudes information // *Astron. Astrophys.*, v. 549, A127, 2013
- Huang N.E., Shen Z., Long S.R. et al.* The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis // *Royal Society of London Proceedings Series A*, v. 454, issue 1971, p. 903, 1998.
- Hudson H.S., Silva S., Woodbard M., Willson R.C.* The effects of sunspots on solar irradiance // *Solar Phys.*, v. 76, p. 211, 1982.
- Ioshpa B.A., Mogilevskii E.I., Obridko V.N.* Evolution of a filament/CH/magnetic field complex New Perspectives on Solar Prominences, IAU Colloquium 167, David Webb, David Rust, and Brigitte Schmieder (eds.) ASP Conference Series, v. 150, pp. 393–396, 1998.
- Ishikawa R., Tsuneta S., Ichimoto K. et al.* Transient horizontal magnetic fields in solar plage regions // *Astron. Astrophys.*, v. 481, issue 1, p. L25, 2008.
- Ito H., Tsuneta S., Shiota D. et al.* Is the Polar Region Different from the Quiet Region of the Sun? // *Astrophys. J.*, v. 719, issue 1, p. 131, 2010.
- Ivanov E.V.* Active longitudes: structure, dynamics, and rotation // *Advances in Space Research*, v. 40, p. 959, 2007.
- Ivanov E.V.* Structure and cyclic evolution of large-scale solar magnetic fields // *J. Geomag. Geoelectr.*, v. 48, N 1, p. 11, 1996.
- Ivanov E.V., Obridko V.N.* The Cyclic Variations of the CME Velocity // *Solar Phys.* v. 19, p. 179, 2001.
- Ivanov E.V., Obridko V.N.* Zonal structure and meridional drift of large-scale solar magnetic fields // *Solar Phys.*, v. 206, issue 1, p. 1, 2002.
- Ivanov E.V., Obridko V.N., Nepomnyashchaya E.V., Kutilina N.V.* Relevance of CME to the structure of large-scale solar magnetic fields // *Solar Phys.*, v. 184, p. 369, 1999.
- Ivanov V.G., Miletsky E.V.* Reconstruction of open solar magnetic flux and interplanetary magnetic field in 20th century // *Solar Phys.*, v. 224, p. 69, 2004.
- Jain R.* Prediction of the Amplitude in Sunspot Cycle 24 / 36th COSPAR Scientific Assembly, Abstract No.642 (in CDROM), 2006.

- Javaraiah J., Bertello L., Ulrich R.K.* An Interpretation of the Differences in the Solar Differential Rotation during Even and Odd Sunspot Cycles // *Astrophys. J.* v. 626, issue 1, p. 579, 2005.
- Javaraiah J.* North-south asymmetry in solar activity: predicting the amplitude of the next solar cycle // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, v. 377, issue 1, p. L34, 2007.
- Jin C.L., Wang J.X.* Vector Magnetic Fields of A Solar Polar Region // *Astrophys. J.*, v. 732, p. 4, 2011.
- Jones H.P., Giovanelli R.G.* Magnetograph response to canopy-type fields // *Solar Phys.*, v. 79, p. 247, 1982.
- Jones P.D., Briffa K.R., Barnett T.P., Tett S.F.B.* High-resolution palaeoclimatic records for the last millennium: interpretation, integration and comparison with General Circulation Model control-run temperatures // *The Holocene*, v. 8 (4), p. 455, 1998.
- Joselyn J.A.* Geomagnetic activity forecasting: The state of the art // *Reviews of Geophysics*, v. 33, issue 3, p. 383, 1995.
- Kahler S.W.* Sixth International Solar Wind Conference, Pizzo V.J., Holzer T., Sime D.G., (eds.), NCAR Technical Note NCAR/TN-306+Proc, 2, 215, 1987.
- Kambry M.A., Nishikawa J.* Solar differential rotation derived from sunspot observations // *Solar Phys.*, v. 126, p. 89, 1990.
- Kane R.P.* Prediction of the sunspot maximum of solar cycle 23 by extrapolation of spectral components // *Solar Phys.*, v. 189, p. 217, 1999.
- Kane R.P.* Did Predictions of the Maximum Sunspot Number for Solar Cycle 23 Come True? // *Solar Phys.*, v. 202, issue 2, p. 395, 2001.
- Kane R.P.* Prediction of solar activity: Role of long-term variations // *J. Geophys. Res. (Space Phys.)*, v. 107, issue A7, SSH 3-1, 2002.
- Kane R.P.* The idea of Space Weather-A historical perspective // *Adv. Space Res.*, v. 37, p. 1261, 2006, 1957.
- Kane R.P.* Solar Cycle Predictions Based on Extrapolation of Spectral Components: An Update // *Solar Physics*, v. 246, issue 2, p. 487, 2007.
- Kane R.P.* Early history of Cosmic Rays and Solar Wind – Some personal remembrances // *Adv. in Space Res.*, v. 44(10), p. 1252, 2009.
- Katsova M.M., M.A. Livshits, G. Belvedere.* Butterfly diagrams of strongly spotted late type stars // *Solar Phys.*, v. 216, issue 1, p. 353, 2003.
- Katsova M.M., Livshits M.A.* The Origin of Superflares on G-Type Dwarf Stars of Various Ages // *Solar Phys.*, v. 290, issue 12, p. 3663, 2015.

- Khabarova O., Obridko V.* Puzzles of the Interplanetary Magnetic Field in the Inner Heliosphere // *Astrophys. J.*, v. 761, 2, p. 82, 2012.
- Khramova, M., Kononovich, E., Krasotkin, S.* Solar cyclicity: fine structure and forecasting. In: *Solar variability: from core to outer frontiers / The 10th European Solar Physics Meeting, 9–14 September 2002, Prague, Czech Republic*, Ed. A. Wilson. ESA SP-506, v. 1, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-816-6, 145, 2002.
- Kildahl K.J.* Frequency of class M and X flares by sunspot class (1969–1976) / In: *Solar Terrestrial Predictions Proceedings*, ed. by F. Donnelly, v. 3, p. 166, 1980.
- Kishcha P.V., Dmitrieva I.V., Obridko V.N.* Long-term variations of the solar-geomagnetic correlation, total solar irradiance, and northern hemispheric temperature (1868–1997) // *J. Atmos. Sol-Terr. Phys.*, v. 61, p. 799, 1999.
- Kitchatinov L.L., Olemskoi S.V.* Active Longitudes of the Sun: The Rotation Period and Statistical Significance // *Astron. Lett.*, v. 31, issue 4, p. 280, 2005.
- Kitchatinov L.L., Pipin V.V., Makarov V.I., Tlatov A.G.* Solar torsional oscillations and the grand activity cycle // *Solar Phys.*, v. 189, issue 2, p. 227, 1999.
- Kitchatinov L.L., Ruediger G., Kueker M.* Lambda-quenching as the nonlinearity in stellar-turbulence dynamos // *Astron. Astrophys.*, v. 292, No. 1, p. 125, 1994.
- Knaack R., Stenflo J.O., Knaack R.* Spherical harmonic decomposition of solar magnetic fields // *Astron. Astrophys.*, v. 438, issue 1, p. 349, 2005.
- Knaack R., Stenflo J.O., Berdyugina S.V.* Evolution and rotation of large-scale photospheric magnetic fields of the Sun during cycles 21–23. Periodicities, north-south asymmetries and r-mode signatures // *Astron. Astrophys.*, v. 438, issue 3, p.1067, 2005.
- Knaack R., Stenflo J.O., Berdyugina S.V.* Periodic oscillations in the north-south asymmetry of the solar magnetic field // *Astron. Astrophys.*, v. 418, p. L17, 2004.
- Knoska S.* Distribution of Flare Activity on the Solar Disk in the Years 1937–1976 *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, v. 13, p. 217, 1985.
- Komm R.W., Howard R.F., Harvey J.W.* Meridional Flow of Small Photospheric Magnetic Features // *Solar Phys.*, v. 147, issue 2, p. 207, 1993.
- Kopecký M.* Cycle de 22 ans de l'activité solaire // *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, v. 2, p. 14, 1950.
- Kopecký M.* Improved forecast of the maximum relative numbers of 11-year sunspot cycles at the end of the 20th and beginning of the 21st century // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, v. 34, p. 23, 1983.

- Kopecky M., Kuklin G.V., Ruzickova-Topolova B.* On the relative inhomogeneity of long-term series of sunspot indices // BAC, v. 31, p. 267, 1980.
- Krause F. and K.H. Radler.* Mean field magnetohydrodynamics and dynamo theory, Akademie-Verlag, Berlin, 1980.
- Krieger A.S., Timothy A.F., Roelof E.C.* A Coronal Hole and Its Identification as the Source of a High Velocity Solar Wind Stream // Solar Physics, v. 29, issue 2, p. 505, 1973.
- Křivský L.* Long-term fluctuations of solar activity during the last thousand years // Solar Phys., v. 93, p. 189, 1984.
- Křivský L., Krüger A.* Flares with IV-type bursts and the corona in the 11-year cycle // Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia, v. 17, p. 243, 1966.
- Kubo M. et al.* Hinode Observations of a Vector Magnetic Field Change Associated with a Flare on 2006 December 13 // Publ. Astron. Soc. Japan, v. 59, No. SP3, p. S779, 2007.
- Kudryavtsev I.V., Dergachev V.A., Nagovitsyn Yu.A. et al.* Influence of climatic factors on the past atmospheric content of the C-14 isotope // Geomagnetism and Aeronomy, v. 53, issue 8, p. 927, 2013.
- Küker M., Arlt R., Rüdiger G.* The Maunder minimum as due to magnetic Lambda – quenching // Astron. Astrophys., v. 343, p. 977, 1999.
- Kuklin G., Obriдко V., Vitinsky Yu.* Modern Scenario of an 11 Year Cycle. In: Thompson, R.J., Cole, D.G., Wilkinson, P.J., Shea, M.A., Smart, D., Heckman, G. (eds.), Solar Terrestrial Predictions, NOAA, Boulder, Colorado, v. 1, 474, 1990.
- Kuklin G.V.* A classification of cycle pairs according to the "cycle height-ascending branch length" relationship type and reconstruction of the solar activity level variation in the 16th and 17th centuries // Contr. Astr. Obs. Skalnaté Pleso, v. 15, p. 607, 1986.
- Kuklin G.V., Kopecky M.* Conjugated series of sunspot indices // Bull. Astron. Inst. Czechosl., v. 39, p. 141, 1988.
- Kuklin G.V., Plyusnina L.A.* On the relationship between strong fluctuations of solar activity and rearrangements of background magnetic fields on the Sun // Contr. Astr. Obs. Sc. Pl., v. 15, p. 507, 1986.
- Kurths J.* Preprint ZIAP. Potsdam, 1987.
- Kurths J., Herzog H.* Can a solar pulsation event be characterized by a low-dimensional chaotic attractor? // Solar Phys. v. 107, No. 1, p. 39, 1986.
- Labonte B.J., Howard R.F.* Solar rotation measurements at Mount Wilson. III - Meridional flow and limbshift // Solar Phys., v. 80, p. 361, 1982a.

- Labonte B.J., Howard R.* Torsional waves on the sun and the activity cycle// *Solar Phys.*, v. 75, p. 161, 1982b.
- Lantos P.* Solar Cycle Prediction: Combining Precursor Methods with McNish and Lincoln Technique // *Solar Phys.*, v. 236, p. 399, 2006.
- Lantos P.* Prediction of the Maximum Amplitude of Solar Cycles Using the Ascending Inflexion Point // *Solar Phys.*, v. 196, p. 221, 2000.
- Lantos P., Richard O.* On the Prediction of Maximum Amplitude for Solar Cycles Using Geomagnetic Precursors // *Solar Phys.*, v. 182, p. 231, 1998.
- Latyshev S.V., Olemskoy S.V.* Relationship between the north-south asymmetry of sunspot formation and the amplitude of 11-year solar activity cycles // *Astronomy Letters*, v. 42, issue 7, p. 488, 2016.
- Lawrence J.K., Ruzmaikin A.A., Cadavid A.C.* Multifractal Measure of the Solar Magnetic Field // *Astrophys. J.*, v. 417, p. 805, 1993.
- Lawrence J.K., Shcrijver C.J.* The Solar Cycle: Proc. Nat. Solar Observat. Ed. Harvey K.L. Sacramento Peak 12th Summer Workshop. v. 27, p. 48, 1992.
- Lee J.-Y., Moon Y.-J., Kim K.-S. et al.* Prediction of Daily Maximum X-Ray Flux Using Multilinear Regression and Autoregressive Time-Series Methods // *JKAS*, v. 40, No. 4, p. 99, 2007.
- Leighton R.B.* A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle // *Astrophys. J.*, v. 156, p. 1, 1969.
- Letfus V., Kulčár L., Šykora J.* On the Possibility of Identifying Coronal Holes on Synoptic Maps of the Green Corona, 1980, *Solar and Interplanetary Dynamics*, Proc. of IAU Symp. No. 91, held 27-31 August 1979 at Harvard University, Cambridge, MA. Ed. by M. Dryer and E. Tandberg-Hanssen. Dordrecht: D. Reidel Publishing Co., p. 49, 1980.
- Letfus V., Šykora J.* Atlas of the Green Corona Synoptic Charts for the Period 1947–1976, Bratislava: Veda Publ. House, 1982a.
- Letfus V., Šykora J.* The green corona rotation-activity-cycle connections // *Hvar Obs. Bull.*, v. 6, issue 1, p. 117, 1982b.
- Levine R.H.* Evolution of open magnetic structures on the sun - The SKYLAB period // *Astrophys. J.*, v. 218, part 1, p. 291, 1977a.
- Levine R.H.* Large scale solar magnetic fields and coronal holes, in: *Coronal Holes and High Speed Wind Streams*, ed. by J.B. Zirker, Colorado Associated University Press, Boulder, p. 103–143, 1977b.
- Levine R.H., Altschuler M.D., Harvey J.W., Jackson B.V.* Open magnetic structures on the Sun // *Astrophys. J.*, v. 215, p. 636, 1977.

- Li K.J., Feng W., Shi X.J. *et al.* Long-Term Variations of Solar Differential Rotation and Sunspot Activity: Revisited // *Solar Phys.*, v. 289, issue 3, p. 759, 2014.
- Li K.J., Chen H.D., Zhan L.S. *et al.* Asymmetry of solar activity in cycle 23 // *J. Geophys. Res.*, v. 114, issue A4, Cite ID A04101, 2009.
- Li K.J., Liu X.H., Gao P.X., Zhan L.S. The north-south asymmetry of filaments in solar cycles 16–21 // *New Astron.*, v. 15, issue 4, p. 346, 2010.
- Li K.J., Wang J.X., Xiong S.Y. *et al.* Regularity of the north-south asymmetry of solar activity // *Astron. Astrophys.*, v. 383, p. 648, 2002.
- Li R., Cui Y., He H., Wang H. Application of support vector machine combined with K-nearest neighbors in solar flare and solar proton events forecasting // *Advances in Space Research*, v. 42, p. 1469, 2008.
- Lindsee C., Braun D.C. Helioseismic imaging of sunspots at their antipodes // *Solar Phys.*, v. 126, p. 101, 1990.
- Lites B.W., Kubo M., Socas-Navarro H. *et al.* Observational Evidence for Quantization in Photospheric Magnetic Flux // *Solar Phys.*, v. 10, p. 294, 1969.
- Lites B.W., Kubo M., Socas-Navarro H. *et al.* The Horizontal Magnetic Flux of the Quiet-Sun Internetwork as Observed with the Hinode Spectro-Polarimeter // *Astrophys. J.*, v. 672, issue 2, p. 1237, 2008.
- Livingston W., Duvall T.L. Jr. Solar rotation, 1966–1978 // *Solar Phys.* v. 61, p. 219, 1979.
- Livingston W. and Penn M. Are Sunspots Different During This Solar Minimum? // *Eos Trans. AGU*, v. 90, p. 257–258, 2009.
- Livingston W., Harvey J.W., Malanushenko O.V., Webster L. Sunspots with the Strongest Magnetic Fields // *Solar Phys.*, v. 239, p. 41, 2006.
- Livingston W., Penn M.J., Svalgaard L. Decreasing Sunspot Magnetic Fields Explain Unique 10.7 cm Radio Flux // *Astrophys. J. Lett.*, v. 757, p. L8, 2012.
- Livshits M.A., Rudenko G.V., Katsova M.M., Myshyakov I.I. The magnetic virial theorem and the nature of flares on the Sun and other G stars // *Advances in Space Research*, v. 55, issue 3, p. 920, 2015.
- Lockwood M., Stamper R., and Wild M.N. A doubling of the Sun's coronal magnetic field during the last 100 years // *Nature*, v. 399, p. 437, 1999.
- Lockwood M. Long-term variations in the open solar flux and possible links to Earth's climate / In: «Proceedings of the SOHO 11 Symposium on From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO», Davos, Switzerland. 2002, pp. 50–522.
- Losh H.M. Distribution of sun-spots in longitude // *Publ. Obs. Univ. Michigan*, 7 (5), 127, 1939.

- Loucif M.L. and Koutchmy S.* Solar cycle variations of coronal structures // *Astron. and Astrophys.*, v. 77., p. 45, 1989.
- Lugaz J.N., Hernandez-Charpak I.I., Roussev C.J. et al.* Determining the azimuthal properties of coronal mass ejections from multi-spacecraft remote-sensing observations with STEREO SECCHI N // *Astrophys. J.*, 715:493–499, 2010.
- Lundstedt H., Gleisner H., Wintoft P.* Operational forecasts of the geomagnetic Dst index // *Geophysical Research Letters*, v. 29, issue 24, p. 34, 2002.
- Lustig G., Dvorak R.* Solar rotation rate from stable recurrent sunspot tracings // *Astron. Astrophys.*, v. 141, N 1, p. 105, 1984.
- Lustig G., Wohl H.* Solar meridional plasma motions from 1982 until 1986 // *Astron. Astrophys.*, v. 229, p. 224, 1990.
- Maehara H., Shibayama T., Notsu S., et al.* Superflares on solar-type stars // *Nature*, v. 485, issue 7399, p. 478, 2012.
- Makarov V.I., Sivaraman K.R.* Evolution of latitude zonal structure of the large-scale magnetic field in solar cycles // *Solar Phys.*, v. 119, p. 35, 1989a.
- Makarov V.I., Sivaraman K.P.* New results concerning the global solar cycle // *Solar Phys.*, v. 123, p. 367, 1989b.
- Makarov V.I., Sivaraman K.R.* Global Evolution of Photospheric Magnetic Fields, in *Solar Photosphere: Structure, Convection, and Magnetic Fields*, Ed. J.O. Stenflo (IAU, 1990), p. 281.
- Makarov V.I., Fatianov M.P., Sivaraman K.R.* Poleward migration of the magnetic neutral line and the reversal of the polar fields on the Sun. I – Period 1945–1981 // *Solar Phys.*, v. 85, N 2, p. 215, 1983.
- Makarov V.I., Sivaraman K.R.* Poleward migration of the magnetic neutral line and the reversal of the polar fields on the sun. II – Period 1904–1940 // *Solar Phys.*, v. 85, p. 227, 1983.
- Makarov V.I.* Do prominences migrate equatorwards? // *Solar Phys.*, v. 93, p. 393, 1984.
- Makarov Valentine I.* Global magnetic activity in 22-year solar cycles // *Solar Phys.*, v. 150, N 1–2, p. 359, 1994.
- Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K.* Long-Term Variations of the Torsional Oscillations of the Sun // *Solar Phys.*, v. 170, p. 373, 1997.
- Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K. et al.* Large-Scale Magnetic Field and Sunspot Cycles // *Solar Physics*, v. 198, issue 2, p. 409, 2001a.

- Makarov V.I., Tlatov A.G., Sivaraman K.P. Does the Poleward Migration Rate of the Magnetic Fields Depend on the Strength of the Solar Cycle? // Solar Phys., v. 202, p. 11, 2001b.
- Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K., Obriдко V.N. Increase of the Magnetic Flux From Polar Zones of the sun in the Last 120 Years // Solar Physics, v. 206, p. 383, 2002.
- Makarov V.I., Makarova V.V. Polar Faculae and Sunspot Cycles // Solar Phys., v. 163, p. 267, 1996.
- Malanushenko E.V. Coronal hole mapping using He I 10830 Å line observations // Izv. Krym. Astrofiz. Obs., v. 89, p. 22, 1995.
- Maltby P., Albrechtsen F. Solar cycle variation of sunspot intensity and X-ray bright points // Astrophysical Journal, Part 2 – Letters to the Editor, v. 234, Dec. 1, p. L147, 1979.
- Mandrini C.H., Démoulin P., Klimchuk J.A. Magnetic Field and Plasma Scaling Laws: Their Implications for Coronal Heating Models // Astrophys. J., v. 530, issue 2, p. 999, 2000.
- Mann M.E., Bradley R.S., Hughes M.K. Northern hemisphere temperatures during the past millennium: Inferences, uncertainties, and limitations // Geophys. Res. Lett., v. 26, p. 759, 1999.
- Mansurov S.M., G.S. Mansurov, L.G. Mansurova. Catalogue of determinations of the polarity of sectors of the interplanetary magnetic field for the period 1957–1974 // Antarktika, No.15, p. 16, 1976.
- Maris G., Oncica A. Solar Cycle 24 Forecasts // Sun and Geosphere, v. 1, p. 8, 2006.
- Martens P. The solar corona: What are the remaining fundamental physical questions? // ASI Conference Series, Edited by N. Gopalswamy, S.S. Hasan, P.B. Rao and Prasad Subramanian, v. 10, p. 25, 2013.
- Mason J.P., Hoeksema J.T. Testing Automated Solar Flare Forecasting with 13 Years of Michelson Doppler Imager Magnetograms // Astrophys. J., v. 723, p. 634, 2010.
- Mayaud P.N. The aa indices: 100-year series characterizing the magnetic activity // J. Geophys. Res., v. 77, p. 6870, 1972.
- McCabe M.K., Mickey D.L., Chesley S.E. Coronal Holes in $\lambda 10830$ He I // Bulletin of the American Astronomical Society, v. 9, p. 371, 1977.
- McGregor S.L., Hughes W.J., Arge C.N. et al. The radial evolution of solar wind speeds // J. Geophys. Res. (Space Physics), v. 116, p. 3101, 2011.

- McIntosh P.* The solar cycle, in Proceedings of the 12th Summer Workshop on National Solar Observatory/Sacramento Peak // v. 27 of ASP Conference Series, p. 14, ASP, San Francisco, Calif, USA, 1992.
- McIntosh P.* in: Solar Geophysical Data, Descriptive Text, p. 25, 1972/
- McIntosh P.S.* The classification of sunspot groups // Solar Phys., v. 125, p. 251, 1990.
- McNish A.G., Lincoln J.V.* Prediction of sunspot numbers // Eos Transact., AGU 30, 673, 1949.
- McPherson K.P., Conway A.J., Brown J.C.* Prediction of solar and geomagnetic activity data using neural networks // J. Geophys. Res., v. 100, p. 21735, 1995.
- Mendoza B.* Solar Rotation and Cycle Length // Solar Phys., v. 188, p. 237, 1999.
- Mendoza B.* Geomagnetic activity and wind velocity during the Maunder minimum // Ann. Geophys., v. 15, p. 397, 1997.
- Menzel D.* The Telescope, v. 8, p. 61, 1941.
- Menzel D., Vegard,* Geofyz. Publ., 16, № 1, 1944.
- Meyer F. de.* A Transfer Function Model for the Sunspot Cycle // Solar Phys., v. 217, issue 2, p. 349,(2003).
- Miletsky E.V., Ivanov V.G., Nagovitsyn Yu.A., Jungner H.* Solar activity in the past: from different proxies to combined reconstruction // Solar Physics, v. 224, No 1-2, p. 77, 2004.
- Mitchell S.A.* / in: G. Eberhard, A. Kohlschütter, and H. Ludendorff (eds.), Handbuch der Astrophysik, Vol. 4, Springer, Berlin, p. 231. 1929,
- Moberg A., Sonechkin D.M., Holmgren K. et al.* Highly variable Northern Hemisphere temperatures reconstructed from low- and high-resolution proxy data // Nature, v. 433, issue 7079, p. 613, 2005.
- Mogilevsky E.I., Obridko V.N. and Shilova N.S.* Large-Scale Magnetic Field Structures and Coronal Holes on the Sun // Solar Phys., v. 176, N1, p. 107, 1997.
- Mogilevsky E.I., Demkina L.B., Ioshpa B.A., Obridko V.N.* On the Structure of the Magnetic Field of Sunspots // Structure and Development of Solar Active Regions. Symposium no. 35 held in Budapest, Hungary, 4–8 September 1967. Edited by Karl Otto Kiepenheuer. International Astronomical Union. Symposium no. 35, Dordrecht, D. Reidel., p. 215–229, 1968.
- Moon Y.-J., Chae J., Choe G.S. et al.* Low Atmosphere Reconnections Associated with an Eruptive Solar Flare // J. Korean Astron. Soc., v. 37, p. 41, 2004.
- Mordvinov A.V., Kitchatinov L.L.* Active Longitudes and North–South Asymmetry of the Activity the Sun as Manifestations of Its Relic Magnetic Field // Astron. Rep., v. 48 (3), p. 254, 2004.

- Morrill J.S., Howard R.A., Vourlidas A. et al. The Impact of Geometry on Observations of CME Brightness and Propagation // Solar Phys., v. 259, issue 1–2, p. 179, 2009.
- Moses Dan, Cook J.W., Bartoe J.-D.F. et al. Solar fine scale structures in the corona, transition region, and lower atmosphere // Astrophys. J., v. 430, no. 2, pt. 1, p. 913, 1994.
- Mouradian Z., Martes M.J., Soru-Escaut I., Gesztelyi L. Local rigid rotation and the emergence of active centers // Astron. and Astrophys., v. 183, p. 129, 1987.
- Muller R., Roudier T. Variability of the quiet photospheric network // Solar Phys., v. 94, p. 33, 1984.
- Munakata K., Bieber J.W., Yasue S., et al. Precursors of geomagnetic storms observed by muon detector network // J. Geophys. Res., v. 105, 27, 457–27, 468, 2000.
- Muñoz-Jaramillo A., M. Dasi-Espuig, L.A. Balmaceda, E.E. DeLuca. Solar Cycle Propagation, Memory, and Prediction: Insights from a Century of Magnetic Proxies // Astrophys. J. Lett., v. 767, issue 2, 7 pp., article id. L25, 2013.
- Muñoz-Jaramillo A., Senkpeil R.R., Windmueller J.C. et al. Small-scale and Global Dynamos and the Area and Flux Distributions of Active Regions, Sunspot Groups, and Sunspots: A Multi-database Study // Astrophys. J., v. 800, p. 48, 2015.
- Muñoz-Jaramillo Andrés, Sheeley Neil R., Zhang Jie, DeLuca Edward E. Calibrating 100 Years of Polar Faculae Measurements: Implications for the Evolution of the Heliospheric Magnetic Field // Astrophys. J., v. 753, issue 2, article id. 146, 14 pp., 2012.
- Muranushi T., Shibayama T., Muranushi Y.H. et al. // Space Weather, 13, 2015.
- Murtagh F., Starck J.-L., Renaud O. On Neuro-Wavelet Modeling // Decision Support Systems Journal, v. 37, p. 475, 2004.
- Nagashima K., Fujimoto K., and Morishita I. Interplanetary magnetic field collimated cosmic ray flow across magnetic shock from inside of Forbush decrease, observed as local-time-dependent precursory decrease on the ground // J. Geophys. Res., v. 99, p. 21419, 1994.
- Navogitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., Volobuev D.M. Solar activity reconstruction from proxy data / Cosmogenic climate forcing factors during the last millennium, Kaunas. Lithuania, 19–22 May 2003, p. 41–49, 2003.
- Navogitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., Volobuev D.M. ESAI data base and some properties of solar activity in the past // Solar Physics, v. 224, No 1–2, p. 103, 2004.

- Nagovitsyn Yu.A.* Global solar activity on long time scales // *Astrophys. Bulletin*, v. 63, issue 1, p. 43, 2008.
- Nagovitsyn Yu.A., V.G. Ivanov, E.V. Miletsky, E.Yu. Nagovitsyna.* The Maunder Minimum: North-South Asymmetry in Sunspot Formation, Mean Sunspot Latitudes, and the Butterfly Diagram // *Astronomy Reports*, v. 54, No. 5, p. 476, 2010.
- Nagovitsyn Y.A., Pevtsov A.A., Livingston W.C.* On a Possible Explanation of the Long-term Decrease in Sunspot Field Strength // *Astrophys. J.*, v. 758, L20, 2012.
- Nagovitsyn Yu.* Specific features in the effect of solar activity on the Earth's climate changes // *Geomagn. and Aeron.*, v. 54, p. 1010, 2014.
- Nagovitsyn Yu.A., Kuleshova A.I.* North-South asymmetry of solar activity on a long timescale // *Geomagn. Aeron.*, v. 55, N 7, p. 887, 2015.
- Nagovitsyn Yu.A., K. Georgieva, A.A. Osipova, and A.I. Kuleshova.* Eleven-year cyclicity of the sun on the 2000-year time scale // *Geomagn. and Aeron.*, v. 55, p. 1081, 2015.
- Nagovitsyn Y.A. Pevtsov A.A.* On the presence of two populations of sunspots // *Astrophys. Journal*, v. 833, issue 1, article id. 94, 6 pp., 2016.
- Nagovitsyn Yu.A., Pevtsov A.A., Osipova A.A.* Long-term variations in sunspot magnetic field – area relation // *Astronomische Nachrichten*, v. 338, issue 1, p. 26, 2017.
- Narain U., Ulmschneider P.* Chromospheric and coronal heating mechanisms *Space Science Reviews* (ISSN 0038-6308), v. 54, Dec. 1990, p. 377–445.
- Narain U., Ulmschneider P.* Chromospheric and Coronal Heating Mechanisms II // *Space Science Reviews*, v. 75, issue 3–4, p. 453, 1996.
- Neugebauer M.M., Snyder C.W.* Solar plasma experiment // *Science*, v. 138, p.1095, 1962.
- Nevanlinna H. and Kataja E.* An extension of the geomagnetic activity index series aa for two solar cycles (1844–1868) // *Geophys. Res. Lett.*, v. 20, No 23, p. 2703, 1993.
- Newton H.W., Milsom A.S.* Note on the observed differences in spottedness of the Sun's northern and southern hemispheres // *Monthly Not.*, v. 115, p. 398, 1955.
- Newton H.W., Nunn M.D.* The Sun's rotation derived from sunspots 1934-1944 and additional results // *Mon. Not. Roy Astron. Soc.*, v. 111, p. 413, 1951.
- Nicholson S.B.* The Area of a Sun-Spot and the Intensity of Its Magnetic Field // *Astron. Soc. of the Pacific*, v. 45, p. 51, 1933.
- Nishizuka N., Asai A., Takasaki H. et al.* The Power-Law Distribution of Flare Kernels and Fractal Current Sheets in a Solar Flare // *Astrophys. J.*, v. 694, L74, 2009.

- Norton A.A., P. Charbonneau, D. Passos. Hemispheric Coupling: Comparing Dynamo Simulations and Observations // *Space Sci. Rev.*, v. 186, issue 1-4, p. 251, 2014.
- Notsu Y., Shibayama T., Maehara H. et al. Superflares on Solar-type Stars Observed with Kepler II. Photometric Variability of Superflare-generating Stars: A Signature of Stellar Rotation and Starspots // *Astrophys. J.*, v. 771, p. 127, 2013.
- Obriadko V.N., Shelting B.D. Coronal holes as indicators of large-scale magnetic fields in the corona // *Solar Phys.*, v. 124, p. 73, 1989.
- Obriadko V., Makarov V.I., Tavastsherna K.S., Gaziev G. The Spacetime Polarity Distribution of the Largescale Solar Magnetic Field // *Astron. Tsirk.*, N 1536, p. 31, 1989a.
- Obriadko V.N., Shelting B.D., Yermakov F. The Structure of the solar cycle // *Astron. Tsirk.*, N 1540, p. 23, 1989b.
- Obriadko V.N., Yermakov F. Solar Cycle 21 in heliomagnetic indices // *Astr. Tsirk.*, N 1539, p. 24, 1989.
- Obriadko V.N., Gaziev G. Some comments to the problem of extended cycles in large scale magnetic fields in The Solar Cycle, Ed. by K. L. Harvey // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*, v. 27, p. 410, 1992.
- Obriadko V.N., Shelting B. Cyclic variation of the global magnetic field indices // *Solar Phys.*, v. 137, N 1, p. 167, 1992a.
- Obriadko V.N., Shelting B.D. Coronal holes as indicator of deep-seated global magnetic fields. The Solar Cycle / Proc. Nat. Solar Observat. Ed. Harvey K.L., Sacramento Peak 12th Summer Workshop, v. 27, p. 187, 1992b.
- Obriadko V.N., Kuklin G.V. Solar cycle-predictions based on solar cycles phases, Solar Terrestrial Predictions Proc. Ottawa, Canada, Eds. J. Hruska, M.A. Shea, D.F. Smart, G. Heckman, v. 2, p. 273, 1994.
- Obriadko V., Belov A., Ishkov V. et al. The Main Features of Solar Cycle 22 and Some Forecasts of Cycle 23, Solar Terrestrial Predictions Proc. Ottawa, Canada, Eds. J. Hruska, M.A. Shea, D.F. Smart, G. Heckman, v. 2, p. 261, 1994.
- Obriadko V.N. Some comments on the problem of solar cycle prediction // *Solar Phys.* v. 156, p. 179, 1995.
- Obriadko V.N., Kharshiladze A.F., Shelting B.D. On calculating the solar wind parameters from the solar magnetic field data // *Astron. Astrophys. Trans.*, v. 11, p. 65, 1996.
- Obriadko V.N. Some Investigations of Coronal Holes and Large-scale Solar Magnetic Fields Using Coronas, Yohkoh, SOHO and Ground-based Data / In: Feng, X.H., Wei, F.S., Dryer, M. (eds.) *Advances in Solar Connection with Transient Interplan-*

- etary Phenomena, Proc. Third SOLTIP Symp, International Academic Publishers, Beijing, 41, 1998.
- Obridko V.N., Shelting B.D.* Structure and Cyclic Variations of open Magnetic Fields // *Solar Phys.*, v. 187, p. 185, 1999a.
- Obridko V.N., Shelting B.D.* Structure of the Heliospheric Current Sheet as Considered over a Long Time Interval (1915–1996) // *Solar Phys.*, v. 184, p. 187, 1999b.
- Obridko V.N., Shelting B.D.* Rotation Characteristics of Large-Scale Solar Magnetic Fields // *Solar Phys.*, v. 201, p. 1, 2001.
- Obridko V.N., Sokoloff D.D., Kuzanyan K.M. et al.* Solar cycle according to mean magnetic field data // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, v. 365, p. 827, 2006.
- Obridko V.N.* Large-scale patterns and ‘active longitudes’ / In: *Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets. Proceedings IAU Symposium No. 264*, 2009, A.G. Kosovichev, A.H. Andrei & J.-P. Rozelot, eds., International Astronomical Union, v. 264, p. 241, 2010.
- Obridko V.N. and B.D. Shelting.* On Prediction of the Strength of the 11-Year Solar Cycle No. 24 // *Solar Phys.*, v. 248, issue 1, p. 191, 2008.
- Obridko V.N., Shelting B.D.* Relationship between the Parameters of Coronal Holes and High-Speed Solar Wind Streams over an Activity Cycle // *Solar Phys.*, v. 270, p. 297, 2011.
- Obridko V.N., Chertoprud V.E., Ivanov E.V.* Active Longitudes’ in the Heliomagnetic Reference Frame // *Solar Phys.*, v. 272, issue 1, p. 59, 2011.
- Obridko V.N., Ivanov E.V., Özgüç A. et al.* Coronal mass ejections and the index of effective solar multipole // *Solar Phys.*, v. 281, p. 779, 2012a.
- Obridko V.N., Yu.A. Nagovitsyn, K. Georgieva.* The Unusual Sunspot Minimum: Challenge to the Solar Dynamo Theory, Astrophysics and Space Science Proceedings 30, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, p. 1, 2012b.
- Odstrcil D., Linker J., Lionello R. et al.* Merging of coronal and heliospheric numerical two-dimensional MHD models // *J. Geophys. Res.*, v. 107, issue A12 CiteID 1493, DOI 10.1029/2002JA00933, 2002.
- Odstrcil D.* Modeling 3-D solar wind structure // *Advances in Space Research*, v. 32 (4), p. 497, 2003.
- Odstrcil D., Riley P., Zhao X.P. J.* Numerical simulation of the 12 May 1997 interplanetary CME event // *Geophys. Res. (Space Physics)*, v. 109, p. 2116, 2004.
- Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M. et al.* Evidence of solar variation in the tree-ring based climate reconstruction // *Solar Phys.*, v. 205, issue 2, p. 403, 2002a.

- Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E., Jungner H. Long-Period Cycles of the Sun's Activity Recorded in Direct Solar Data and Proxies // Solar Physics, v. 211, issue 1, p. 371, 2002b.
- Ogurtsov M.G. Solar cycle 24 from the standpoint of solar paleoastrophysics // Astronomy Letters, v. 42, issue 3, p. 204, 2016.
- Ogurtsov M.G. New Evidence for Long-Term Persistence in the Sun's Activity // Solar Phys., v. 220, issue 1, p. 93, 2004.
- Ohl A.I., Ohl G.I. A new method of very long-term prediction of solar activity, in: R.F. Donnelly (ed.) // Solar-Terrestrial Predictions Proc., Boulder, v. 2, p. 258, 1979.
- Oliver R., J.L. Ballester. Rescaled Range Analysis of the Asymmetry of Solar Activity // Solar Phys., v. 169, p. 215, 1996.
- Oliver R., Ballester J.L. The north-south asymmetry of sunspot areas during solar cycle 22 // Solar Phys., v. 152, p. 481, 1994.
- Owens M.J., Arge C.N., Crooker N.U. et al. Estimating total heliospheric magnetic flux from single-point in situ measurements // J. Geophys. Res., v. 113, A12103, doi:10.1029/2008JA013677 (2008).
- Parker E.H. Hydromagnetic Dynamo Models // Astrophys. J., v. 122, p. 293, 1955.
- Parker E.N. Suprathermal particle generation in the solar corona // Astrophys. J., v. 128, p. 677, 1958.
- Parker E.N. Extension of the solar corona into interplanetary space // J. Geophys. Res., v. 64, p. 1675, 1959.
- Parker G., Hansen R., Hansen S. Coronal rotation during solar cycle 20 // Solar Phys., v. 80, p. 185, 1982.
- Parker G.D. Radial variation of differential rotation in the solar electron corona // Solar Phys., v. 108, p. 77, 1987.
- Parker T.S., Chua, L.O. Practical Numerical Algorithms for Chaotic Systems. Springer. 1989, 348 p.
- Parker E.N. Cosmical magnetic fields: Their origin and their activity, Oxford, Clarendon Press; New York, Oxford University Press, 858 p. 1979.
- Pelt J., Brooke J.M., Korpi M.J., Tuominen I. Kinematic frames and "active longitudes": does the Sun have a face? // Astron. Astrophys., v. 460 (3), p. 875, 2006.
- Penn M.J. and Livingston W. Temporal Changes in Sunspot Umbral Magnetic Fields and Temperatures // Astrophys. J. Lett., v. 649, L45–L48, 2006.
- Perez Garde M., Vazquez M., Schwan H., Wohl H. Large-scale solar motions as determined by Doppler shift measurements using a linear photodiode array // Astron. Astrophys., v. 93, p. 67, 1981.

- Pevtsov A.A., Bertello L., Tlatov A. et al.* Cyclic and Long-Term Variation of Sunspot Magnetic Fields // *Solar Phys.*, v. 289, p. 593, 2014.
- Pierce A.K., Lopresto J.C.* Solar rotation from a number of Fraunhofer lines // *Solar Phys.*, v. 93, N 1, p. 155, 1984.
- Pietarila Graham J., Danilovic S., Schussler M.* Turbulent Magnetic Fields in the Quiet Sun: Implications of Hinode Observations and Small-Scale Dynamo Simulations *Astrophys. J.*, v. 693, p. 1728, 2009.
- Pipin V.V.* Dependence of magnetic cycle parameters on period of rotation in non-linear solar-type dynamos // *Monthly Notices of the Royal Astron. Soc.*, v. 451, issue 2, p. 1528, 2015.
- Pipin V.V. and Kosovichev A.G.* Effects of Anisotropies in Turbulent Magnetic Diffusion in Mean-field Solar Dynamo Models // *Astrophys. J.*, v. 785, issue 1, 12 pp., article id. 49, 2014.
- Pipin V.V. and A.G. Kosovichev.* Generation and Properties of Large-Scale Non-axisymmetric Magnetic Fields by Solar Dynamo / IAU General Assembly, Meeting N29, id.2258424, 2015.
- Pishkalo M.I.* Preliminary prediction of solar cycles 24 and 25 based on correlation between cycle parameters // *Kinematics Phys Celestial Bodies*, v. 24(5), p. 242, 2008.
- Pneuman G.W., Kopp R.A., Roger A.* Gas-Magnetic Field Interactions in the Solar Corona // *Solar Phys.*, v. 18, p. 258, 1971.
- Podgorny A.I., Podgorny I.M., Meshalkina N.S.* Dynamics of magnetic fields of active regions in pre-flare states and during solar flares // *Astronomy Reports*, v. 59, issue 8, p. 795, 2015.
- Pulkkinen T.I., Nevanlinna H., Pulkkinen P.J., and Lockwood M.* The Sun-Earth Connection in Time Scales from Years to Decades and Centuries // *Space Sci. Rev.*, v. 95, issue 1/2, p. 625, 2001.
- Pustil'nik L., Yom Din G.* On possible influence of space weather on agricultural markets: Necessary conditions and probable scenarios // *Astrophysical Bulletin*, v. 68, issue 1, p. 107, 2013.
- Qahwaji R. and Colak T.* Automatic Short-Term Solar Flare Prediction Using Machine Learning and Sunspot Associations // *Solar Phys.*, v. 241, p. 195, 2007.
- Quassim M., Attia A.F., Elminir H.* Forecasting the peak amplitude of the 24th and 25th sunspot cycles and accompanying geomagnetic activity // *Solar Phys.*, v. 243, p. 253, 2007.

- Ranyard A.C.* Photographs and Drawings of the Corona // *Memoirs of Royal Astr. Soc.*, v. 41, 1879.
- Rempel M.* Flux-Transport Dynamos with Lorentz Force Feedback on Differential Rotation and Meridional Flow: Saturation Mechanism and Torsional Oscillations // *Astrophys. J.*, v. 647, p. 662, 2006.
- Ribes E., Ribes J.C., Bartholot R.* Evidence for a larger sun with a slower rotation during the seventeenth century // *Nature*, v. 326, p. 52, 1987.
- Ribes J.C., Nesme-Ribes E.* The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715 // *Astron. Astrophys.*, v. 276, p. 549, 1993.
- Richardson I.G., Cane H.V., and Cliver E.W.* Sources of geomagnetic activity during nearly three solar cycles (1972–2000) // *Journ. Geophys. Res.*, v. 107, SSH 8-1, 2569, 2002.
- Ringnes T.S.* On the lifetime of sunspot groups // *Astrophys. Norv.*, v. 9, p. 95, 1964.
- Ringnes T.S.* The Eighty-Year Period in Short-Lived Sunspots // *Rept. Inst. Theor. Astr. Blindern*, No. 52, 20 pp., 1981.
- Ringnes T.S.* Secular variations in the magnetic field strength of sunspot groups // *Astrophysica Norvegica*, v. X, p. 27, 1965.
- Robbins S.J., Henney C.J., Harwey J.W.* Solar Wind Forecasting with Coronal Holes // *American Astronomical Society Meeting* 205, 10.09, 2004.
- Rong L., Hua Ning W., Yan Mei C., & Xin H.* // *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, v. 54, p. 1546, 2011.
- Rosenberg R.L., Coleman P.J., Jr.* Heliographic Latitude Dependence of the Dominant Polarity of the Interplanetary Magnetic Field *Journal of Geophysical Research* // *Space Physics*, v. 74, N 24, 1969.
- Rouillard A.P., Lockwood M., Finch I.* Centennial changes in the solar wind speed and in the open solar flux // *J. of Geophys. Res.*, v. 112, issue A5, p. 5103, 2007.
- Roy J.-R.* The north-south distribution of major solar flare events, sunspot magnetic classes and sunspot areas (1955–1974) // *Solar Physics*, v. 52, p. 53, 1977.
- Rozelot J.P.* Morphology and physical properties of solar coronal holes // *Ann. Phys. (Paris)*, v. 8, N 5–6, p. 539, 1983.
- Russell C.T., McPherron R.L.* Semiannual variation of geomagnetic activity // *J. Geophys. Res.*, v. 78, p. 92, 1973.
- Rybák J.* Rotational characteristics of the green solar corona: 1964–1989 // *Solar Phys.*, v. 152, p. 161, 1994.
- Saha.* A physical Theory of the solar corona // *Proc. Phys. Soc.*, v. 57, p. 271, 1945.
- Schaefer B.E.* Visibility of sunspots // *Astrophys. J.*, v. 411, p. 909, 1993.

- Schatten K.* Solar activity prediction: Timing predictors and cycle 24 // *J. Geophys. Res.*, v. 107, N A11, SSH 15-1, 2002.
- Schatten K.* Solar activity and the solar cycle // *Adv. Space Res.*, v. 32, issue 4, p. 451, 2003.
- Schove D.J.* The sunspot cycle, 649 BC to AD 2000 // *J. Geophys. Res.*, v. 60, p. 127, 1955.
- Schove D.J.* The Spectrum of Time // *Croydon Astron. Assoc. J.*, v. 9, p. 1, 1967.
- Schove D.J.* Sunspot Turning-Points and Aurorae Since AD 1510 // *Solar Phys.*, v. 63, p. 423, 1979.
- Schove D.J.* Sunspot, auroral, radiocarbon and climatic fluctuations since 7000 BC // *Ann. Geophys.*, v. 1, p. 391, 1983a.
- Schove D.J.* Sunspot cycles. NY.: Hutchinson Ross Publ. Co., 1983b.
- Schrijver C.J., Zwaan C., Balke A.C. et al.* The Solar Cycle. Proc. Nat. Solar Observat. Ed. Harvey K.L. Sacramento Peak 12th Summer Workshop, v. 27, p. 67, 1992.
- Schrijver C.J.* A Characteristic Magnetic Field Pattern Associated with All Major Solar Flares and Its Use in Flare Forecasting // *Astrophys. J.*, v. 655, L117, 2007.
- Schroter E.H.* The solar differential rotation – Present status of observations // *Solar Phys.*, v. 100, N 1/2, p. 141, 1985.
- Schüssler M.* The solar torsional oscillation and dynamo models of the solar cycle // *Astron. Astrophys.*, v. 94, L17, 1981.
- Schüssler M. and Vogler A.* Strong horizontal photospheric magnetic field in a surface dynamo simulation // *Astron. Astrophys.*, v. 481, L5, 2008.
- Sello S.* Solar cycle activity: A preliminary prediction for cycle N24 // *Astron. Astrophys.*, v. 410, p. 691, 2003.
- Severny A.B., Steshenko N.V.* Methods for the forecasting of Solar Flares, In: *Solar Terrestrial Physics 1970, Proc. Intern. Symp. on Solar-Terr. Phys.*, Leningrad 1970, D. Reidel, Dordrecht-Holland, 173, 1972.
- Shatten R.H., Wilcox J.M., Ness N.F.* A model of interplanetary and coronal magnetic fields // *Solar Phys.*, v. 19, p. 442, 1969.
- Sheeley N.R.* Polar Faculae during the Sunspot Cycle // *Astrophys. J.*, v. 140, p. 731, 1964.
- Sheeley Jr., N.R.* Measurements of Solar Magnetic Fields // *Astrophys. J.*, v. 144, p. 723, 1966.
- Sheeley N.R.* Observations of Small-Scale Solar Magnetic Fields // *Solar Phys.*, v. 1, p. 171, 1967.

- Sheeley N.R. Jr., Harvey J.W., Feldman W.C. Coronal holes, solar wind streams, and recurrent geomagnetic disturbances – 1973–1976 // *Solar Phys.*, v. 49, Aug. p. 271, 1976.
- Sheeley, Jr., N.R. Polar faculae during the interval 1906–1975 // *J. Geophys. Res.*, v. 81, p. 3462, 1976.
- Sheeley, Jr., N.R. Polar faculae – 1906–1990 // *Astrophys. J.*, v. 374, p. 386, 1991.
- Sheeley, Jr., N.R. A Century of Polar Faculae Variations // *Astrophys. J.*, v. 680, p. 1553, 2008.
- Sheeley N.R., Jr., Wang Y.-M. Coronal Inflows during the Interval 1996–2014 // *The Astrophys. J.*, v. 797, issue 1, article id. 10, 14 pp., 2014.
- Shibata K., Isobe H., Hillier A. et al. Can Superflares Occur on Our Sun? // *Publications of the Astronomical Society of Japan*, v. 65, No. 3, Article No.49, 8, 2013.
- Shibata K., Nitta N., Strong K.T. et al. A gigantic coronal jet ejected from a compact active region in a coronal hole // *Astrophys. J.*, Part 2 – Letters, v. 431, N 1, p. L51, 1994.
- Shimizu T. Energetics and Occurrence Rate of Active-Region Transient Brightenings and Implications for the Heating of the Active-Region Corona // *PASJ*, v. 47, p. 251, 1995.
- Shine R., Gerola H., Linsky J.L. Diffusion effects on the line intensities of He I and He II in the solar transition region // *Astrophys. J.*, v. 202, pt. 2, p. L101, 1975.
- Shiota D., Tsuneta S., Shimojo M. et al. Polar Field Reversal Observations with Hinode // *Astrophys. J.*, v. 753, issue 2, p. 157, 2012.
- Silverman S. Early auroral observations // *J. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys.*, v. 60, issue 10, p. 997, 1998.
- Simon P., McIntosh P. Обзор современных прогностических центров / В кн. *Solar activity observations and predictions*, ed. P.S. McIntosh and M.Dryer, MIT, 1972, русский перевод: Наблюдения и прогноз солнечной активности, М.: Мир, 289–301, 1976.
- Smith J.B., Jr. Предсказание активности для конкретных участков активных областей / В кн.: *Solar activity observations and predictions*, ed. P.S. McIntosh and M.Dryer, MIT, 1972, русский перевод: Наблюдения и прогноз солнечной активности, М.: Мир, 339–351, 1976.
- Snodgrass H.B., Kress J.M., Wilson P.R. Observations of the polar magnetic fields during the polarity reversals of cycle 22 // *Solar Phys.*, v. 191, p. 1, 2000.

- Socker Dennis G., Antiochos S.K., Brueckner Guenter E. et al.* STEREO: a solar terrestrial event observer mission concept, Proc. SPIE, Missions to the Sun, 2804, 50-61, 1996.
- Solanki S.K., Usoskin I.G., Kromer B. et al.* Unusual activity of the Sun during recent decades compared to the previous 11,000 years // *Nature*, v. 431, p. 1084, 2004.
- Solanki S.K., Schüssler M., Fligge M.* Evolution of the Sun's Large-Scale Magnetic Field Since the Maunder Minimum // *Nature*, v. 408, p. 445, 2002a.
- Solanki S.K., Schüssler M., Fligge M.* Secular Variation of the Sun's Magnetic Flux // *Astron. Astrophys.*, v.383, p. 706, 2002b.
- Solanki S.K., Krivova N.A., Schüssler M., Fligge M.* Search for a relationship between solar cycle amplitude and length // *Astron. Astrophys.*, v. 396, p.1029, 2002c.
- Solov'ev A.A.; Kirichek E.A.* The subphotospheric structure of a sunspot // *Astronomy Reports*, v. 53, issue 7, p. 675, 2009.
- Sonett C.P., Finney S.A., Williams C.R.* The lunar orbit in the late Precambrian and the Elatina sandstone laminae // *Nature*, v. 335, p. 806, 1988.
- Song H., Tan C., Jing J. et al.* Statistical Assessment of Photospheric Magnetic Features in Imminent Solar Flare Predictions // *Solar Phys.*, v. 254, p. 101, 2009.
- Spörer G.* Beobachtungen der Sonnenflecken // *Publ. Astron. Gesellschaft*, v. XIII, pp. 1–161, 1874.
- Spörer G.* Beobachtungen der Sonnenflecken // *Publicationen des Asrtrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, B. 10, pp. 1–148, 1895.
- Steen O., Maltby P.* On the correlation between observations of magnetic fields of sunspots at Mt. Wilson, Potsdam and the Crimea // *Astrophusica Norvegica*, v. VI, No 10, p. 263 1960.
- Stenflo J.O.* Magnetic-Field Structure of the Photospheric Network // *Solar Phys.*, v. 32, issue 1, p. 41, 1973.
- Stenflo J.O.* Solar-cycle variations in the differential rotation of solar magnetic fiels // *Astron. Astrophys.*, v. 61, p. 797, 1977.
- Stenflo J.O.* The Hanle effect and the diagnostics of turbulent magnetic fields in the solar atmosphere // *Solar Phys.*, v. 80, p. 209, 1982.
- Stenflo J.O.* Time invariance of the sun's rotation rate // *Astron. Astrophys.*, v. 233, p. 220, 1990.
- Stenflo J.O., Vogel M.* Global resonances in the evolution of the solar magnetic field // *Nature*, v. 319, N 6051, p. 285, 1986.
- Stenflo J.O.* Magnetic fields on the quiet Sun // *Cent. Eur. Astrophys. Bull.*, v. 35, p. 1, 2011.

- Stepanov V.E., Tyagun N.F.* Investigation of Coronal Rotation by the Spectroscopic Method, Basic Mechanisms of Solar Activity / Proc. IAU Symp. no. 71 held in Prague, Czechoslovakia, 25–29 August 1975. Ed. by V. Bumba and J. Kleczek. IAU Symp. no. 71, Dordrecht-Holland; Boston: D. Reidel Pub. Co., p. 101.
- Stewart J.Q., Panofsky H.A.A.* The Mathematical Characteristics of Sunspot Variations // *Astrophys. J.*, v. 88, p. 385, 1938.
- Steward G.A., Lobzin V.V., Wilkinson P.J. et al.* Automatic recognition of complex magnetic regions on the Sun in GONG magnetogram images and prediction of flares: Techniques for the flare warning program Flarecast // *Space Weather*, v. 9, S11004, 2011.
- Storini M., Šýkora J.* The green corona data: 1947–1976, revisited // *Nuovo Cimento* 20C, 923, 1997.
- Stuiver M., Reimer P.J. and Braziunas T.F.* High-Precision Radiocarbon Age Calibration for Terrestrial and Marine Samples // *Radiocarbon*, v. 40, p. 1127, 1998.
- Stuiver M., Kromer B., Becker B. and Ferguson W.* Radiocarbon Age Calibration back to 13,300 Years BP and the ^{14}C Age Matching of the German Oak and US Bristlecone Pine Chronologies // *Radiocarbon*, v. 28, p. 969, 1986.
- Su-Lyun Rho, Heon-Young Chang.* Relations Among Sunspots, CMEs and Geomagnetic Storms in Solar Cycle 23 // *J. of Astronomy and Space Sciences*, v. 26, p. 009, 2009.
- Stalgaard L., Wilcox J.M.* The Hale solar sector boundary // *Solar Phys.*, v. 49, p. 177, 1976.
- Stalgaard L., Duvall T.L. Jr., Scherrer P.M.* The strength of the Sun's polar field // *Solar Phys.*, v. 58, p. 225, 1978.
- Stalgaard L., Cliver E.W., and LeSager P.* Determination of interplanetary magnetic field strength, solar wind speed and EUV irradiance, 1890–2003 / In: *Solar variability as an input to the Earth's environment: ISCS Symposium*, p. 15, 2003.
- Stalgaard L., Cliver E.W., LeSager P.* IHV: a new long-term geomagnetic index // *Advances in Space Research*, v. 34, p. 436, 2004.
- Stalgaard L. and Cliver E.W.* The IDV index: Its derivation and use in inferring long-term variations of the interplanetary magnetic field strength // *J. Geophys. Res.*, v. 110, A12103, 2005.
- Stalgaard L., Cliver E.W., Kamide Y.* Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years? // *Geophys. Res. Lett.*, v. 32, issue 1, L01104, 2005.

- Svalgaard L., Cliver E.W.* Long-term geomagnetic indices and their use in inferring solar wind parameters in the past // *Advances in Space Research*, v. 40, p. 1112, 2007.
- Svalgaard L., Schatten K.H.* Reconstruction of the Sunspot Group Number: the Backbone Method // *Solar Phys.*, v. 291, issue 9–10, p. 2653, 2016.
- Svestka Z.* Proton flares before 1956 // *BAC*, v. 17, N 5, 1966.
- Swings P.* The Line Spectrum of the Solar Corona // *PASP*, v. 57, p. 117, 1945.
- Sýkora J.* Some remarks on the summary use of existing corona measurements // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, v. 22, p. 12, 1971a.
- Sýkora J.* The Longitudinal Distribution of the Green Corona Activity // *Solar Phys.*, v. 18, p. 72, 1971b.
- Sýkora J.* Intensity variations of the solar corona over 4.5 solar activity cycles // *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, v. 22, p. 55, 1992a.
- Sýkora J.* The green corona, the solar wind and geoactivity // *Solar Phys.*, v. 140, p. 379, 1992b.
- Sýkora J., Badalyan O.G., Obridko V.N.* Connections between the white-light eclipse corona and magnetic fields over the solar cycle // *Solar Physics*, v. 212, N2, p. 301, 2003.
- Sýkora J., Badalyan O.G., Obridko V.N.* Relationship between the coronal shape and the magnetic field topology during the solar cycle // *Adv. Space Res.*, v. 29, p. 395, 2002.
- Sýkora J., Rybák J.* Coronal manifestations of solar variability // *Adv. Space Res.*, v. 35, p. 393, 2005.
- Sýkora J., Rybák J.* Manifestations of the North - South Asymmetry in the Photosphere and in the Green Line Corona // *Solar Phys.*, v. 261, p. 321, 2010.
- Takens F.* Detecting Strange Attractors in Turbulence // *Lect. Notes Math.*, v. 898, p. 336, 1981.
- Temerin M., Li X.* A new model for the prediction of Dst on the basis of the solar wind // *J. Geophys. Res.*, v. 107, A12, SMP 31-1, 2002.
- Temmer M., Rybák J., Bendik P., et al.* Hemispheric sunspot numbers $\{R_n\}$ and $\{R_s\}$ from 1945–2004: catalogue and N-S asymmetry analysis for solar cycles 18–23 // *Astron. Astrophys.*, v. 447, p. 735, 2006.
- Temmer M., Veronig A., Hansmeier A.* Hemispheric Sunspot Numbers R_n and R_s : Catalogue and N-S asymmetry analysis // *Astron. Astrophys.*, v. 390, p. 707, 2002.
- Ternullo M.* The impact of aging on the rotation rate of calcium plages in the years 1967–1977 // *Solar Phys.*, v. 112, N 1, p. 153, 1987.

- Ternullo M., Zappala R.A., Zaccarullo P.* The age dependence of photospheric tracer rotation // *Solar Phys.*, v. 74, N 1, p. 111, 1981.
- Thompson R.J.* A Technique for Predicting the Amplitude of the Solar Cycle // *Solar Phys.*, v. 148, p. 383, 1993.
- Thompson R.J.* Geomagnetic precursors of the solar cycle / in R.J. Thompson, D.G. Cole, P.J. Wilkinson, M.A. Shea, D. Smart, and G. Heckman (eds.), *Solar-Terrestrial Predictions Proceedings*, Leura, Australia, NOAA, Boulder, Colorado, v.1, p.598, 1989.
- Tinsley B.A., Heelis R.A.* Correlations of atmospheric dynamics with solar activity evidence for a connection via the solar wind, atmospheric electricity, and cloud microphysics // *J. Geophys. Res.*, v. 98, U D6, p. 10375, 1993.
- Tlatov A.* The Minimum Activity Epoch as a Precursor of the Solar Activity // *Solar Phys.*, v. 260, p. 465, 2009.
- Tlatov A.G., Makarov V.I.* Indices of Solar Activity in Minimum of Sunspot Cycles / In: Sankarasubramanian, K., Penn, M., Pevtsov, A. (eds.), *Large-Scale Structures and Their Role in Solar Activity*, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* 346, 415, 2005.
- Tlatov A.G., Pevtsov A.A.* Bimodal Distribution of Magnetic Fields and Areas of Sunspots // *Solar Phys.*, v. 289, p. 1143, 2014.
- Tlatov A.G.* Search for relationship between duration of the extended solar cycles and amplitude of sunspot cycle // *Astronomische Nachrichten*, v. 328, issue 10, p. 1027, 2007.
- Tlatov A.G.* The change of the solar cyclicity mode // *Advances in Space Research*, v. 55, issue 3, p. 851, 2015.
- Tobias S.M.* Diffusivity Quenching as a Mechanism for Parker's Surface Dynamo // *Astrophys. J.*, v. 467, p. 870, 1996.
- Tomczyk S., Hassler D.* 18th NSO/Sacramento Peak Summer Workshop, September 9–12, 1997. Ed. K.S. Balasubramaniam, J. Harvey, and D. Rabin, 1997.
- Toriumi S., Iida Y., Bamba Y. et al.* The Magnetic Systems Triggering the M6.6 Class Solar Flare in NOAA Active Region 11158 // *Astrophys. J.*, v. 773, p. 128, 2013.
- Trellis M.* Oscillation en longitude des zones actives du soleil // *C. R. Acad. Sci.*, v. 277, p. 183, 1973.
- Tritakis V., Mavromichalaki H., Giouvanellis G.* Prediction of basic elements of the forthcoming solar cycles 24 and 25 (years 2005-2027) / In. Solomos, N. (ed.), *Recent Advances in Astronomy and Astrophysics: 7th International Conference of the Hellenic Astronomical Society* // *AIP Conf. Proc.*, v. 848, p. 154, 2006.

- Trujillo Bueno J., Shchukina N., Asensio Ramos A. A substantial amount of hidden magnetic energy in the quiet Sun // *Nature*, v. 430, p. 326, 2004.
- Trujillo-Bueno J., Asensio Ramos A., and Shchukina N. Three-Dimensional Radiative Transfer Modeling of the Scattering Polarization in MgH Lines // *ASP Conf. Ser.* 358 (Ed. R. Casini, B.W. Lites, p. 269, 2006.
- Tsirulnik L.B., Kuznetsova T.V., Oraevsky V.N. Forecasting the 23rd and 24th solar cycles on the basis of MGM spectrum // *Adv. Space Res.*, v. 20, p. 2369, 1997.
- Ulmschneider P., Priest E.R., Rosner R. Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating, Proceedings of the International Conference, Heidelberg, 5–8 June 1990, XV, 649 pp. 260 figs. Edited by P. Ulmschneider, E.R. Priest, and R. Rosner. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, p. 328, 1991.
- Ulrich R.K. Analysis of magnetic flux tubes on the solar surface from measurements at Mt. Wilson of $\lambda 5250$ and $\lambda 5233$. Cool stars, stellar systems, and the sun, Proceedings of the 7th Cambridge Workshop, ASP Conference Series (ASP: San Francisco), v. 26, p. 265, 1992.
- Ulrich R.K., Boyden J.E., Webster L. et al. Solar rotation measurements at Mount Wilson. V - Reanalysis of 21 years of data // *Sol. Phys.*, v. 117, p. 291, 1988.
- Upton L. and D.H. Hathaway. Effects of Meridional Flow Variations on Solar Cycles 23 and 24 // *Astrophys. J.*, v. 780, p. 5, 2014.
- Usoskin I.G., Berdyugina S.V., Poutanen J. Preferred sunspot longitudes: non-axisymmetry and differential rotation // *Astron. Astrophys.*, v. 441 (1), p. 347, 2005.
- Usoskin I.G., K. Mursula, and G.A.Kovaltsov. Cyclic behaviour of sunspot activity during the Maunder minimum // *Astron. Astrophys.*, v. 354, L33, 2000.
- Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A. Was one sunspot cycle lost in late XVIII century? // *Astronomy and Astrophysics*, v. 370, p. L31, 2001.
- Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A. The lost sunspot cycle: Reanalysis of sunspot statistics // *Astronomy and Astrophys.*, v. 403, p. 743, 2003.
- Usoskin I.G., Mursula K. Long-Term Solar Cycle Evolution: Review of Recent Developments // *Solar Phys.*, v. 218, issue 1, p. 319, 2003.
- Usoskin I.G., Kovaltsov G.A. Long-Term Solar Activity: Direct and Indirect Study // *Solar Physics*, v. 224, issue 1–2, p. 37, 2004.
- Usoskin I.G., Mursula K., Solanki S. et al. Reconstruction of solar activity for the last millennium using ^{10}Be data // *Astron. and Astrophys.*, v. 413, p. 745, 2004.
- Usoskin I.G., Hulot G., Gallet Y. et al. Evidence for distinct modes of solar activity // *Astron. Astrophys.*, v. 562, id.L10, 4 pp., 2014.

- Vaiana G.S., Krieger A.S., Timothy A.F. Identification and Analysis of Structures in the Corona from X-Ray Photography // *Solar Phys.*, v. 32, issue 1, p. 81, 1973.
- Vaquero J.M., Gallego M.C., Sánchez-Bajo F. Reconstruction of a Monthly Homogeneous Sunspot Area Series Since 1832 // *Solar Phys.*, v. 221, issue 1, p. 179, 2004.
- Vasiliev S.S., Dergachev V.A. The ~2400-year cycle in atmospheric radiocarbon concentration: bispectrum of ^{14}C data over the last 8000 years // *Ann. Geophys.*, v. 20, N 1, p. 115, 2002.
- Vennerstrom S. and E. Friis-Christensen. Long-term and solar cycle variation of the ring current // *J. Geophys. Res.*, v. 101, p. 24727, 1996.
- Vitinskii Yu.I. Solar Activity Forecasting, NASA TTF-289, NASA, Washington, D.C., 225 pp., 1965.
- Volobuev D.M., Nagovitsyn Yu.A., Jungner H. et al. Holocene ^{14}C production rate and solar activity // *Proceedings of IAU Symposium No 223. Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*. St. Petersburg, p. 565, 2004.
- Vršnak B., Temmer M., Žic T. et al. Heliospheric Propagation of Coronal Mass Ejections: Comparison of Numerical WSA-ENLIL+Cone Model and Analytical Drag-based Model // *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 213, issue 2, article id. 21, 9 pp., 2014.
- Waldmeier M. Die Sonnenaktivität im Jahr, 1957–1976 // *Astr. Mitt. Sternw. Zürich*, NN 215, 221, 229, 237, 244, 251, 261, 267, 273, 279, 283, 288, 296, 303, 311, 321, 328, 339, 345, 354, 1958–1977.
- Waldmeier M. Neue Eigenschaften der Sonnenfleckenkurve // *Astron. Mitt. Zurich*, V. 14(133), S. 105, 1935.
- Waldmeier M. Über die Struktur der Sonnenflecken // *Astron. Mitt. Zurich*, V. 14, S. 439, 1939a.
- Waldmeier M. Die Zonenwanderung der Sonnenflecken”, *Astron. Mitt. Zurich*, 14(138), 470–481, 1939b.
- Waldmeier M. Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, Leipzig, 1941.
- Waldmeier M. Polarkarten der Sonnenkorona. Mit 18 Textabbildungen // *Zeitschrift f. Astrophysik*, V. 27, S. 24, 1950.
- Waldmeier M. Der lange Sonnenzyklus. Mit 3 Textabbildungen // *Z. Astrophys.*, V. 43, S. 149, 1957.
- Waldmeier M. The Sunspot Activity in the Years 1610–1960. Zurich: Zurich Schulthess, 1960.
- Wang J., Wang H., Tang F., et al. Flux distribution of solar intranetwork magnetic fields // *Solar Phys.*, v. 160, p. 277, 1995.

- Wang Jia-Long, Gong Jian-Cun, Liu Si-Qing, et al. The Prediction of Maximum Amplitudes of Solar Cycles and the Maximum Amplitude of Solar Cycle 24 // Chinese Journal of Astronomy & Astrophysics, v. 2, p. 557, 2002.
- Wang Y.-M., Nash A.G., Sheeley N.R. Evolution of the sun's polar fields during sunspot cycle 21 – Poleward surges and long-term behavior // Astrophys. J., v. 347, p. 529, 1989a.
- Wang Y.-M., Nash A.G., Sheeley N.R. Magnetic flux transport on the sun // Science v. 245, p. 712, 1989b.
- Wang Y.M., Sheeley N.R. Solar wind speed and coronal flux tube expansion // Astrophys. J., v. 335, p. 726, 1990.
- Wang Y.M., Sheeley N.R. Why fast solar wind originates from slowly expanding coronal flux tubes? // Astrophys. J., v. 372, p. L45, 1991.
- Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr., Nash A.G. A new solar cycle model including meridional circulation // Astrophys. J., Part 1, v. 383, Dec. 10, p. 431, 1991.
- Wang Y.M., Sheeley N.R. On potential field models of the solar corona // Astrophys. J., v. 392, p. 310, 1992.
- Wang Y.M., Sheeley N.R. Solar implications of ULYSSES interplanetary field measurements // Astrophys J., v. 447, L143, 1995.
- Wang Y.-M., Hawley S.H., Sheeley N.R. The Magnetic Nature of Coronal Holes // Science, v. 271, p. 464, 1996.
- Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr., Hawley S.H. et al. The Green Line Corona and Its Relation to the Photospheric Magnetic Field // Astrophys J., v. 485, issue 1, p. 419, 1997.
- Wang A.H., Wu S.T., Dryer M. et al. Analyses and Modeling of Coronal Holes Observed by CORONAS-I: II. MHD Simulation / In: Advances In Solar Connection With Interplanetary Phenomena, Proc. of the third SOLTIP Symp., Beijing, China, October 14–18, 1996, Beijing, p. 41, 1998.
- Wang Y.-M., Lean J., Sheeley, Jr. N.R. The long-term variation of the Sun's open magnetic flux // Geophysical Research Letters, v. 27, issue 4, p. 505, 2000.
- Wang Y.-M., Sheeley Jr., N.R., and Lean J. Meridional Flow and the Solar Cycle Variation of the Sun's Open Magnetic Flux // Astrophys. J., v. 580, p. 1188, 2002.
- Wang Y.-M., Lean J.L., and Sheeley Jr. N.R. Modeling the Sun's Magnetic Field and Irradiance since 1713 // Astrophys. J., v. 625, issue 1, p. 522, 2005.
- Wang Y.-M. and N.R. Sheeley. Understanding the Geomagnetic Precursor of the Solar Cycle // Astrophys. J. Lett., v. 694, issue 1, L11, 2009.

- Wang Z., Kundu M.R., Yoshimura H. A two-zone model of coronal hole structure in the high corona / In: Solar and Stellar Coronal Structure and Dynamics, Proc. of the Ninth Sacramento Peak Summer Symp., Sunspot, NM, Aug. 17–21, 1987. National Solar Observatory, Sunspot, 458 (A89-20526 06-92), 1988.
- Warren H.P. and Warshall A.D. Ultraviolet Flare Ribbon Brightenings and the Onset of Hard X-Ray Emission, // *ApJ*, v. 560, L87, 2001.
- Webb D.F. The solar cycle variation of the rates of CMEs and related activity // *Adv. Space Res.*, v. 11, p. 37, 1991.
- Weber F. Sonnenflecken-Beobachtungen // *Wochenschrift für Astronomie, Meteorologie und Geographie*, Bd. 8, S. 38–39, 143–144, 1865.
- Welsch B.T., Li, Y., Schuck, P.W. & Fisher G.H. What is the Relationship Between Photospheric Flow Fields and Solar Flares? // *Astrophys. J.*, v. 705, p. 821, 2009.
- White O.R., Livingston W.C. Solar luminosity variation. III - Calcium K variation from solar minimum to maximum in cycle 21 // *Astrophys. J.*, v. 249, p. 798, 1981.
- Williams G.E. and Sonett C.P. Solar signature in sedimentary cycles from the late Precambrian Elatina Formation, Australia // *Nature*, v. 318, p. 523, 1985.
- Willis D.M., Easterbrook M.G., Stephenson F.R. Seasonal variation of oriental sunspot sightings // *Nature*, v. 287, p. 617, 1980.
- Willis D.M., Davda V.N., Stephenson F.R. Comparison between Oriental and Occidental Sunspot Observations // *Q.J.R. astr. Soc.*, v. 37, p. 189, 1996.
- Wilson R.M., Hathaway D.H., Reichmann E.J. An estimate for the size of cycle 23 based on near minimum conditions // *J. Geophys. Res.*, v. 103, N A4, p. 6595, 1998a.
- Wilson R.M., Hathaway D.H., Reichmann E.J. Estimating the size and timing of maximum amplitude for cycle 23 from its early cycle behavior // *J. Geophys. Res.*, v. 103, N A8, p. 17411, 1998b.
- Wing S., Johnson J.R., Jen J. et al. Kp forecast models // *J. Geophys. Res.*, v. 110, A4, 2005.
- Winter L.M. & Balasubramaniam K. Using the maximum X-ray flux ratio and X-ray background to predict solar flare class // *Space Weather*, v. 13, p. 286, 2015.
- Withbroe G.L. The chromospheric and transition layers in coronal holes. Coronal holes and high speed wind streams, p. 145–177, 1977.
- Withbroe G.L., Noyes R.W. Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona / In: Annual review of astronomy and astrophysics. Volume 15. (A78-16576 04-90) Palo Alto, Calif., Annual Reviews, Inc., p. 363–387, 1977.

- Wittman A.D., Xu Z.* A catalog of non-telescopic sunspot observations // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, v. 70, p. 83, 1987.
- Wolfer A.* Beobachtungen der sonnenoberfläche in den Jahren 1887 – Zurich, Druck von F. Schulthess, 1897a.
- Wolfer A.* Publ. Sternw. Eidg. Polytechn. Zurich, 1, 317, 1897b.
- Woolsey L.N., Cranmer S.R.* Turbulence-driven Coronal Heating and Improvements to Empirical Forecasting of the Solar Wind // *Astrophys. J.*, v. 787, issue 2, article id. 160, 12 pp. 2014.
- Yadav R.S., Badruddin, Kumar S.* Solar latitudinal distribution of solar flares of different importances around the Sun National Space Sciences Symposium, Banaras Hindu University, Varanasi, India, Jan. 22–25, 1980. *Indian Journal of Radio and Space Physics*, v. 9, p. 155, 1980.
- Yadav R.K., T. Gastine, U.R. Christensen, A. Reiners.* Formation of starspots in self-consistent global dynamo models: Polar spots on cool stars // *Astron. Astrophys.*, v. 573, 14 pp., id.A68, 2015.
- Yang B., Braeuning A., Johnson K.R. and Yafeng S.* General characteristics of temperature variation in China during the last two millennia // *Geophys. Res. Lett.*, v. 29, Issue 9, pp. 38-1-4. 2002,
- Yoshimura H.* The solar-cycle period-amplitude relation as evidence of hysteresis of the solar-cycle nonlinear magnetic oscillation and the long-term /55 year/ cyclic modulation// *Astrophys. J.*, v. 227, p. 1047, 1979.
- Yoshimura H.* Solar cycle Lorentz force waves and the torsional oscillations of the sun // *Astrophys. J.*, v. 247, p. 1102, 1981.
- Yoshimura H., Kambry M.A.* The secular modulation of solar rotation from 1943 to 1992 and its time-delayed correlation with the 55-year grand cycle of the 11-year solar cycle // *Solar Phys.*, v. 148, p. 11, 1993.
- Yu D., Huang X., Wang H., & Cui Y.* Short-Term Solar Flare Prediction Using a Sequential Supervised Learning Method // *Solar Phys.*, v. 255, p. 91, 2009.
- Yu D., Huang X., Hu Q., Zhou R. et al.* Short-term Solar Flare Prediction Using Multi-resolution Predictors // *Astrophys. J.*, v. 709, p. 321, 2010.
- Zachilas L., Gkana A.* On the Verge of a Grand Solar Minimum: A Second Maunder Minimum? // *Solar Phys.*, v. 290, issue 5, p. 1457, 2015.
- Zhang L., Mursula K., Usoskin I.* Solar surface rotation: N-S asymmetry and recent speed-up // *Astron. Astrophys.*, v. 575, L2, 2015.

- Zhao J., Kosovichev A.G., Duvall T.L., Jr. Investigation of Mass Flows beneath a Sunspot by Time-Distance Helioseismology *Astrophys. J.*, v. 557, issue 1, p. 384, 2001.
- Zirin H. Weak solar fields and their connection to the solar cycle // *Solar Phys.*, v. 110, p. 101, 1987.
- Zirin H. The D3 Chromosphere, Coronal Holes, and Stellar X-Rays // *Bulletin of the American Astronomical Society*, v. 7, p. 359, 1975.
- Zirker J.B. Coronal heating // *Solar Phys.*, v. 148, N 1, p. 43, 1993.
- Zirker J.B. Coronal holes and high-speed wind streams // *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 15, p. 257, 1977.
- Zolotova N.V., D.I. Ponyavin. Phase asynchrony of the north-south sunspot activity // *Astron. Astrophys.*, v. 449, L1, 2006.

О Г Л А В Л Е Н И Е

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
-------------------	---

ЧАСТЬ I.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И ЕЁ ОПИСАНИЕ

Глава 1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ.....	5
1.1. Понятие солнечной активности	5
1.2. Солнечные календари	11
1.3. Основные объекты солнечной активности	12
1.4. Индексы солнечной активности	14
Глава 2. СОЛНЕЧНЫЕ ПЯТНА И АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ	20
2.1. Солнечные пятна	20
2.2. Общие закономерности активных областей их организации	31
2.3. Группы солнечных пятен	36
2.3.1. Классификация групп	38
2.3.2. Частота встречаемости различных размеров пятен, групп и активных областей	43
Глава 3. КРУПНОМАСШТАБНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ	47
3.1. Тонкая структура фоновых полей	47
3.2. О трансверсальной составляющей ФМП	54
3.3. Крупномасштабное магнитное поле	57
3.4. Дополнительные потоки и естественная шкала циклов	61
Глава 4. ГЛОБАЛЬНАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ	63
4.1. Свойства полярного и экваториального полей	63
4.2. О магнитной связи полушарий	63
4.3. Глобальные магнитные поля	64
4.4. Меридиональный дрейф крупномасштабных магнитных полей на Солнце	67

4.5. Понятие переполюсовки	75
4.6. Циклическая вариация глобального диполя и его компонент	79
4.7. Распределение открытых магнитных полей на диске	81
4.8. Магнитные поля и нагрев короны	83
4.9. Две закономерности связи яркости зелёной линии с магнитным полем	87
4.10. Соотношение магнитных полей разных масштабов	90
Глава 5. КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ	93
5.1. Введение	93
5.2. Структура магнитного поля в корональных дырах	97
5.3. Об аналогии «корональная дыра – солнечное пятно»	99
5.4. Некоторые замечания относительно структуры КД	101
5.5. Вращение корональных дыр	104
5.6. Глобальные комплексы активности	105
5.6.1. <i>Общее описание глобального комплекса активности</i>	109
Глава 6. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ	113
6.1. Солнечные вспышки	113
6.2. Балл (класс) вспышки	115
6.3. Корональные выбросы массы	126
6.4. Вспышки и КВМ	128
Глава 7. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ СОЛНЦА	129
7.1. Введение	129
7.2. Циклическая вариация скорости вращения Солнца	132
7.3. Вариация скорости вращения Солнца на столетнем масштабе	137
7.4. Обсуждение результатов	138
7.5. Вращение короны	140
Глава 8. СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР	143
8.1. Введение. История открытия солнечного ветра	143
8.2. Методики расчёта магнитного поля в гелиосфере	147
8.2.1. <i>Предположение радиальности поля в фотосфере</i>	147
8.2.2. <i>Другие принципиальные предположения и ограничения</i>	148

8.3. Связь характеристик солнечного ветра у Земли с магнитным полем на поверхности источника	151
8.3.1. Аппроксимационная модель для скорости солнечного ветра	152
8.3.2. Аппроксимационная модель для магнитного поля в солнечном ветре	154
8.4. Некоторые сложности простейшей паркеровской модели	155
8.4.1. Секторная структура	156
8.4.2. Проблемы при расчете значений магнитного поля	159
Глава 9. СОЛНЕЧНЫЕ ЦИКЛЫ	163
9.1. Циклы солнечных пятен	165
9.1.1. Форма среднего 11-летнего цикла солнечных пятен	168
9.1.2. Активные долготы	170
9.1.3. Активные долготы и структура крупномасштабного поля	172
9.1.4. N-S асимметрия солнечной активности	176
9.2. Циклы крупномасштабного поля	178
9.3. Циклы некоторых других солнечно-обусловленных процессов	182
9.3.1. Геомагнитные возмущения	183
9.3.2. Интенсивность солнечной радиации	187
9.3.3. Вариация галактических космических лучей	188
9.4. Проблема выбора адекватных индексов	190
9.5. Иерархия циклов	191
9.6. Опорные и переломные точки солнечного цикла	193
9.7. Глобальная магнитология Солнца	195
9.7.1. Циклическая вариация индексов глобального магнитного поля	196
9.8. Синергетика солнечного цикла	199

ЧАСТЬ II.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ НА ДЛИТЕЛЬНЫХ ВРЕМЕННЫХ ШКАЛАХ

Глава 10. ПОДХОД ВРЕМЕННЫХ ШКАЛ	203
10.1. Служба Солнца и её задачи	203
10.2. Подход временных шкал	204

10.3. Задачи реконструкции временных рядов индексов на длительных шкалах и методы их решения	207
10.3.1. Вводные замечания	207
10.3.2. Метод кратномасштабных регрессий (MSR)	208
10.3.3. Метод разложения по компонентам псевдофазового пространства (DPS)	210
 Глава 11. СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗА ПОСЛЕДНИЕ 100–150 ЛЕТ:	
РЕВИЗИЯ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ	212
11.1. Временные ряды индексов солнечной активности	212
11.2. Цюрихский ряд чисел Вольфа после 1980 г.: продолжение следует?	214
11.3. Гринвичские площади пятен до и после Гринвича: продленный ряд индекса суммарной площади пятен в гринвичской системе, 1820–1976 гг.	225
11.4. Продленные ряды экваториальной N-S асимметрии суммарных площадей и средних широт пятен	234
11.5. Крупномасштабный полярный магнитный поток Солнца: среднегодовой ряд П-индекса в 1858–2006 гг.	237
11.6. Высокоширотное магнитное поле Солнца: длительный ряд среднегодовых чисел полярных факелов	240
11.7. Продолжительность «11-летнего» цикла для индексов различных компонентов глобального магнитного поля Солнца	242
11.8. Заключительные замечания	246
 Глава 12. СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ НА 400-ЛЕТНЕЙ	
ВРЕМЕННОЙ ШКАЛЕ	247
12.1. Вводные замечания	247
12.2. Суммарная площадь и магнитный поток солнечных пятен	247
12.2.1. Связь основных индексов солнечной активности и суммарная площадь солнечных пятен	247
12.2.2. Циклы солнечной активности во время Маундеровского минимума	259
12.2.3. Площадь и магнитный поток солнечных пятен на 400-летней шкале: версия 2.0	267

12.3. Северо-южная асимметрия пятнообразования, средние широты пятен и диаграмма бабочек во время минимума Маундера	275
12.4. <i>aa</i> -индекс геомагнитной активности	279
12.5. <i>aa</i> -индекс и крупномасштабное магнитное поле Солнца	286
12.6. IDV-индекс и напряженность межпланетного магнитного поля	289
12.7. Открытый солнечный магнитный поток	293
 Глава 13. СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ НА ТЫСЯЧЕЛЕТНЕЙ И СВЕРХТЫСЯЧЕЛЕТНЕЙ ВРЕМЕННЫХ ШКАЛАХ	 297
13.1. Солнечная активность двух последних тысячелетий и Служба Солнца в Древнем и Средневековом Китае	297
13.1.1. Каталог Виттмана-Сю и данные о вариациях солнечной активности в далеком прошлом	297
13.1.2. Временные ряды индексов солнечной активности на ос- нове каталога Виттмана-Сю	298
13.1.3. Анализ бинарного ряда однородных событий WX_0 (подход функции автоподобия)	306
13.1.4. Анализ количественного ряда $WX_c(t)$ (вейвлет-подход)	306
13.1.5. Выводы	309
13.2. Нелинейная математическая модель солнечной цикличности на тысячелетней временной шкале	310
13.2.1. <i>A₀</i> -портрет нелинейного процесса (подход Крылова- Боголюбова)	310
13.2.2. Задача и метод исследования	312
13.2.3. Вычислительная процедура	313
13.2.4. Анализ ряда чисел Вольфа	315
13.2.5. Анализ ряда Шоува, 1100–1700 гг.	319
13.2.6. Качественная модель процесса солнечной цикличности и уравнение Дуффинга	318
13.2.7. Реконструкция ряда среднегодовых значений чисел Воль- фа в 1100–1700 гг.	320
13.2.8. Оценки ошибок	321
13.2.9. Принцип свидетелей: сравнение с другими данными	324

13.3. Тысячелетние версии различных индексов солнечной и геомагнитной активности	325
13.3.1. Суммарная площадь солнечных пятен и полный пятенный магнитный поток на тысячелетней временной шкале	325
13.3.2. 900-летний ряд aa-индекса	326
13.3.3. Открытый магнитный поток на тысячелетней временной шкале	328
13.4. Сверхтысячелетняя временная шкала: перспективы исследований	328
13.5. Изменения циклических характеристик магнитной активности Солнца на длительных временных шкалах	334
13.5.1. Вариации продолжительности цикла Швабе-Вольфа на 2000-летней шкале	335
13.5.2. Вариации продолжительности цикла Зюсса на шкале 10000 лет	337
13.5.3. Циклы Элатины и гипотетические изменения параметров солнечной цикличности за несколько сотен миллионов лет	338
13.5.4. Выводы	341
13.6. Солнечная активность и климат Земли	341
13.6.1. Подход к оценке вклада солнечной активности в изменения климата	343
13.6.2. Экспериментальные ряды солнечной активности и климата Земли	344
13.6.3. Результаты и выводы	345

ЧАСТЬ III.

ОСНОВЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Глава 14. ПРОГНОЗ ПРЕДСТОЯЩИХ ЦИКЛОВ	347
14.1. Общее введение	347
14.2. Прогноз цикла	349
14.2.1. Основные методы прогнозирования	349

14.2.2. Предвестники продолжительного периода невысоких циклов	357
14.3. Прогнозирование циклов 23–25	359
14.3.1. История прогнозирования 23 цикла	359
14.3.2. История прогнозирования 24 цикла	361
14.3.3. Итак, что нас ждёт в 25 цикле?	364
14.4. Заключение	366
Глава 15. ПРОГНОЗ СОЛНЕЧНЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СОБЫТИЙ	367
15.1. Первые шаги прогноза	367
15.2. Оценка оправдываемости прогноза	369
15.3. Оперативная диагностика гелиогеофизической обстановки как основа прогнозирования. Прогресс в объёме данных и их доступности для прогнозиста	372
15.4. Сложность магнитного поля как основной первичный индекс прогноза	373
15.5. Проблема алгоритмизированных методов прогноза вспышек (без участия прогнозиста)	376
15.6. Изменение структуры магнитного поля как показатель всплытия магнитного потока	378
15.7. Прогноз характеристик крупномасштабного магнитного поля	380
15.8. Пример прогностической работы 9–22 января 2005 года	381
15.9. Заключение	383
Глава 16. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ГЕОМАГНИТНОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ	385
16.1. Введение	385
16.2. Основные солнечные источники геомагнитной активности	386
16.3. Данные и измерения, используемые для прогноза	387
16.4. Различные типы геомагнитных прогнозов	392
16.4.1. Сверхкраткосрочный прогноз	392
16.4.2. Особенности краткосрочного прогнозирования (от нескольких часов до нескольких дней)	393
16.4.3. Особенности среднесрочного прогнозирования (на срок от нескольких дней до нескольких месяцев)	394

16.4.4. Основы долгосрочного прогнозирования (на месяцы и годы вперёд)	395
16.5. Прогнозирование для сравнительно спокойных условий и трудности прогнозирования в наиболее активные периоды	398
16.6. Ближайшие перспективы развития геомагнитного прогнозирования	400
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	401
Список использованной литературы	404
Оглавление	459

Научное издание

Обридко Владимир Нухимович
Наговицын Юрий Анатольевич

**Солнечная активность,
цикличность
и методы прогноза**

Технический редактор: *Е. Л. Терёхина*
Компьютерная вёрстка: *Е. Л. Терёхина*

Подписано в печать 11.12.2017. Формат $60 \times 84 \frac{1}{16}$.
Бумага офсетная. Гарнитура Times New Roman. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 27,09. Тираж 200 экз. Заказ № 422.

Отпечатано в Издательстве ВВМ .
198095, Санкт-Петербург, ул. Швецова, 41.