

523.74

**ГЛОБАЛЬНАЯ ГИДРОДИНАМИКА СОЛНЦА****А. С. Монин****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение . . . . .	123
1. Солнце в целом . . . . .	125
а) Размеры (125). б) Вращение (126). в) Излучение (126). г) Атмосфера (126). 1) Фотосфера (127). 2) Хромосфера (128). 3) Корона (129). д) Недра Солнца (129). 1) Солнечные нейтрино (131). 2) Конвективная зона (132).	
2. Явления в солнечной атмосфере . . . . .	133
а) Солнечные пятна (133). б) Магнитные поля пятен (135). в) Факелы (137). г) Хромосферные вспышки (137). д) Протуберанцы (138). е) Корональные лучи и дыры (139). ж) Центры активности (139). з) Гелиомагнитное поле (140).	
3. Вращение Солнца . . . . .	141
а) Фактические данные (141). б) Вращение солнечного ветра (143). в) Сплюснутость Солнца (144). г) Гидродинамика дифференциального вращения (145). д) Напряжения Рейнольдса (147). е) Гипотеза анизотропной вязкости (149). ж). Уравнения для вторых моментов (151). з) Численные эксперименты (152).	
4. Солнечный цикл . . . . .	154
а) Числа Вольфа (154). б) Закон Шперера (155). в) Законы Хейла — Николсона (156). г) Взрывная гипотеза Вальдмайера (156). д) Релаксационная природа солнечного цикла (157). е) Минимум Маундера (159). ж) Модель Бэбкока (161). з) Уравнения Лейтона (162). и) Гидромагнитные динамо (164).	
Цитированная литература} . . . . .	166

«Нет более простой вещи, чем звезда.»

А. Эддингтон

**ВВЕДЕНИЕ**

Среди проблем сформировавшейся в послевоенные годы геофизической гидродинамики (т. е. гидродинамики природных течений вращающихся бароклинных стратифицированных жидкостей) особый интерес вызывают глобальные проблемы, посвященные анализу гидродинамических процессов с масштабами всей данной планеты или звезды. Для Земли, например, таковыми являются проблемы общей циркуляции атмосферы, циркуляции Мирового океана, формирования климата, генерации геомагнитного поля (магнитогидродинамическими процессами в жидком слое земного ядра).

Главными глобальными проблемами гидродинамики Солнца являются его дифференциальное вращение и генерация одиннадцатилетнего цикла колебаний солнечной активности. Эти проблемы, очевидно, связаны. Они уже давно привлекают внимание теоретиков. Теперь же, когда уже началось освоение человечеством Солнечной системы, понимание происхождения и природы магнитных полей планет и Солнца стало ощущаться как

необходимость. К этому времени наметились и пути решения этих проблем, обещающие при приложении некоторых усилий дать успех в самые ближайшие годы. Это и побудило автора написать настоящий обзор.

Проблема дифференциального вращения интересна не только для специалистов по физике Солнца: дифференциальное вращение имеется также на Юпитере и Сатурне, аналогичные явления (так называемые струйные течения) имеются также в земной атмосфере и в океане (экваториальные противотечения). Многие крупные метеорологи, начиная с одного из основателей современной динамической метеорологии Вильгельма Бьеркнеса, занимались проблемой дифференциального вращения Солнца. К. Г. Россби предложил объяснять экваториальное ускорение вращения Солнца меридиональным переносом момента импульса против градиента средней зональной скорости (отрицательная вязкость). Как продемонстрировал В. Старр (1971), передача энергии от меньших масштабов к большим является общей особенностью и фотосферы Солнца, и земных атмосферных и океанских течений. Родство проблем общей циркуляции атмосфер планет и Солнца было показано Г. С. Голицыным (1972, 1973) при применении к Солнцу его теории подобия для циркуляции планетных атмосфер. Для этого требовалась некоторая модификация указанной теории подобия, так как движения в атмосферах планет земной группы возникают из-за их неравномерного разогрева излучением Солнца, а для самого Солнца движущей силой циркуляции является не нагревание извне, а его вращение и конвекция, создаваемая разогревом изнутри. Теория Г. С. Голицына позволила, в частности, оценить глубину конвективной зоны Солнца в  $0,2-0,3$  его радиуса, что согласуется с рядом других оценок.

Дифференциальное вращение Солнца, конечно, сопровождается затратами энергии на преодоление сил вязкости (прежде всего, — турбулентной вязкости, создаваемой мелкомасштабными конвективными движениями в гранулах и супергранулах); без какого-либо поддерживающего механизма угловые скорости вращения на разных гелиографических широтах выровнялись бы, по имеющимся оценкам, за несколько оборотов Солнца. По современным представлениям, таким поддерживающим механизмом является меридиональный и радиальный переносы момента импульса в конвективной зоне Солнца испытывающими влияние его вращения гигантскими конвективными ячейками, образующими спиральную макротурбулентность (в которой вихрь скорости не ортогонален к скорости). Доказательство этой гипотезы должны дать численные эксперименты по общей циркуляции конвективной зоны Солнца с индивидуальным описанием гигантских конвективных ячеек и параметризованной турбулентной вязкостью, аналогичные численным экспериментам по общей циркуляции земной атмосферы с индивидуальным описанием циклонов и антициклонов.

Что касается солнечного цикла, то его очевидные проявления в земной магнитосфере и предполагаемые отражения еще в целом ряде явлений на Земле вызывают чрезвычайно и, быть может, даже чрезмерно широкий интерес к нему со стороны специалистов самых разнообразных профилей. Помимо общеизвестных и общепризнанных проявлений солнечной активности на Земле в форме полярных сияний, магнитных бурь, облучения космических аппаратов и космонавтов, имеются и менее широко известные эффекты, например, колебания атмосферного радиоуглерода (в частности, «флуктуация де Вриза» XVI—XIX веков), открывающие возможность восстановления солнечной активности в прошлые столетия и даже тысячелетия, причем некоторые авторы ищут здесь корреляции с колебаниями климата.

В то же время прямые воздействия солнечной активности на земную погоду, по мнению автора, остаются недоказанными. Это мнение основ-

вается, в частности, на том, что главные периоды солнечной активности в 11 лет и 22 года не проявляются в спектрах колебаний температуры воздуха, количества осадков и ряда других метеорологических характеристик и климатических индикаторов; см., например, § 21 книги А. С. Мони́на (1969). Это же мнение обосновывается в превосходной статье С. П. Хромова (1973), в которой детально проанализированы многочисленные кажущиеся свидетельства о связи земной погоды с солнечной активностью. Укажем, наконец, недавно опубликованный А. Б. Питтоком (1978) подробный обзор статистических связей солнечной активности (11-летнего и более длиннопериодных циклов) с колебаниями погоды, в котором делается вывод, что все имеющиеся данные о подобных связях в масштабе 11—22 лет основаны или на неправильном применении методов математической статистики, или на специальном пристрастном отборе данных, создающем кажущуюся корреляцию между рассматриваемым рядом событий погоды и солнечной активностью. Этот автор считает, что «если будущие данные и более аккуратный анализ и выявят статистически значимые связи, то они смогут быть ответственными лишь за слишком малую долю общей изменчивости погоды, чтобы иметь реальную предсказательную ценность».

Известно, что одиннадцатилетний цикл солнечных пятен одновременно является циклом обращений полярности гелиомагнитных полей, так что генерация и колебания солнечной активности и гелиомагнитного поля осуществляется одним и тем же механизмом, и объяснение солнечного цикла должна дать теория гелиомагнитного динамо. По современным предположениям, полоидальное гелиомагнитное поле образуется из предшествующего тороидального поля под действием спиральной макротурбулентности, состоящей из гигантских конвективных ячеек (и непрерывно поддерживающей дифференциальность вращения Солнца), а новое тороидальное поле образуется из полоидального вследствие его растяжения дифференциальным вращением (причем потери энергии в этих процессах столь велики, что колебания гелиомагнитного поля приобретают релаксационный характер). Доказательство этих предположений (и одновременно количественное объяснение дифференциального вращения) должны дать численные эксперименты по магнитной гидродинамике спиральной макротурбулентности в конвективной зоне Солнца.

Сформулированные глобальные проблемы гидродинамики Солнца еще не решены, но на указанных выше путях их решения уже достигнут значительный прогресс. Обзору новейших работ по этим проблемам и посвящена настоящая статья.

## 1. СОЛНЦЕ В ЦЕЛОМ

Сводки знаний о Солнце см. в сборнике «Солнце» под редакцией Дж. Койпера (1957), книге К. де Ягера (1962) и статье С. Б. Пикельнера (1966).

### а) Р а з м е р ы

Солнце видно на небе как маленький диск с угловым размером всего в полградуса (в январе  $32'36''$ , в июле  $31'28''$ , в среднем  $1919''$ , 26). При среднем расстоянии до Солнца  $a_{\odot} = 1,4953 \cdot 10^8$  км (свет пробегает его за 498 сек) получается  $1'' = 725$  км, так что радиус Солнца оказывается равным  $R_{\odot} = 695\,300$  км, более чем в сто раз больше радиуса Земли. Масса Солнца равна трети миллиона масс Земли:  $m_{\odot} = 332\,958\,m_{\oplus} = 1,9901 \cdot 10^{33}$  г; отсюда получаются совсем небольшая средняя плотность  $\rho_{\text{ср}} = 1,408$  г/см<sup>3</sup> и огромное, почти в тридцать раз больше земного, ускорение силы тяжести на поверхности  $g = Gm_{\odot}/R_{\odot}^2 = 273,98$  м/с<sup>2</sup>.

## б) В р а щ е н и е

По движению видимых деталей на диске Солнца (прежде всего, темных пятен) установлено, что Солнце вращается вокруг своей оси, причем экватор Солнца наклонен к земному экватору под углом  $26^{\circ},4$  и к плоскости земной орбиты — эклиптике под небольшим углом  $7^{\circ},2$ ; долгота на эклиптике восходящего узла солнечного экватора равна  $73^{\circ},7$  (эти цифры отвечают эпохе 1850 г.; они медленно меняются со временем). Направление вращения — в ту же сторону, что вращение вокруг осей и обращение вокруг Солнца у большинства планет, включая Землю. Средний сидерический (звездный) период вращения Солнца — 27 дней (средних солнечных суток); соответствующие угловая скорость вращения  $\omega = 2,7 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$  и линейная скорость движения на экваторе — около 2 км/с (это вращение — медленное; у многих более массивных звезд спектральных классов О, В, А, F, зафиксированы в десятки раз большие линейные скорости вращения на экваторах их поверхностей). Еще в 1863 г. Кэррингтон установил, что вращение Солнца — дифференциальное: на Солнце имеется «экваториальное ускорение», т. е. увеличение угловой скорости вращения при приближении к экватору. Зависимость скорости вращения  $\omega$  от гелиоцентрической широты описывается эмпирической формулой, опубликованной в 1951 г. Ньютоном и Нанном:

$$\omega = 14^{\circ},38 - 2^{\circ},77 \sin^2 \varphi \text{ (сутки)}^{-1}. \quad (1.1)$$

Период вращения получается равным около 25 дней на экваторе и 29 дней на широте  $60^{\circ}$ . Вращению Солнца будет специально посвящена гл. 3.

## в) И з л у ч е н и е

Измеренному значению солнечной постоянной  $I_0 = 1,96 \text{ кал/см}^2 \text{ мин}$  отвечает светимость Солнца, т. е. полная мощность его электромагнитного излучения, равная  $3,8 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}$ , что эквивалентно ежесекундному взрыву  $10^{11}$  мтг тринитротолуола. Средняя удельная продукция энергии излучения (в единице массы солнечного вещества) при этом равна  $\varepsilon \approx 1,93 \text{ эрг/г. с.}$  Корпускулярное излучение Солнца (преимущественно — электроны и протоны) много меньше электромагнитного; по имеющимся оценкам, это относится и к нейтринному излучению. Эффективная температура излучения  $T_*$ , получаемая из равенства  $\sigma T_*^4 = q_0$ , где  $q_0 = 6,31 \cdot 10^{10} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$  — поток излучения на поверхности Солнца, равна 5798 К. При этом Солнце оказывается звездой класса желтых карликов (спектральный класс G2). Спектральный анализ показал, что в видимых нами наружных слоях Солнца (их будем называть *солнечной атмосферой*) по количеству атомов водород составляет около 91%, гелий около 9% и более тяжелые элементы менее 0,1%. Этому отвечают удельные концентрации водорода  $X \approx 0,70$ , гелия  $Y \approx 0,27$  и тяжелых атомов  $Z < 0,025$  (см книгу Л. Аллера, 1963).

## г) А т м о с ф е р а

Для описания солнечной атмосферы удобно выбрать отсчетный уровень на сферической поверхности  $r = R_{\odot}$ , соответствующий резкому видимому краю солнечного диска. Этот уровень приписывается оптической глубине  $\tau = \tau_{5000\text{Å}} = 0,003$  (т. е. интенсивность уходящего по радиусу с этого уровня излучения с длиной волны  $\lambda = 5000 \text{ Å}$  уменьшается из-за поглощения в вышележащей атмосфере в  $e^{0,003}$  раз). Лежащий ниже этого уровня слой ярко светящегося газа, излучение из которого еще

может пробиваться наружу, не слишком сильно поглощаясь в вышележащей атмосфере, называется *фотосферой*. Толщина фотосферы — около 400 км. Над фотосферой находится *хромосфера*, видимая во время затмений в виде похожей на горящую степь полосы темнокрасного цвета с зубцами на верхней границе (так называемые *спикулы*), возникающей за несколько секунд до появления Солнца из-за края Луны. Ее толщина — порядка 15 000 км. Над хромосферой находится светящаяся *корона*, видимая во время полных затмений; ее лучи могут достигать высот в несколько  $R_{\odot}$ .

1) **Фотосфера**. Теоретические модели фотосферы строятся в предположении, что она находится в состоянии *локального термодинамического равновесия*, т. е. каждый ее инфинитезимальный объем излучает и поглощает радиацию, как находящееся в термодинамическом равновесии абсолютно черное тело с той же температурой, и поэтому, в частности, выполняется закон Кирхгофа: отношение спектральных коэффициентов излучения и поглощения не зависит от природы оптически-активных веществ и является универсальной функцией от длины волны и температуры (функция Планка). При этом предположении модели фотосферы получаются совместным интегрированием уравнений гидростатики и переноса излучения при той или иной зависимости коэффициента поглощения от температуры, давления и длины волны. Принципы построения таких моделей изложены в книге Э. Р. Мустеля (1960) и в статье М. Миннаерта в сборнике «Солнце» под редакцией Дж. Койпера (1957).

По моделям обнаруживаются следующие особенности фотосферы:

1. На глубинах более 350—400 км солнечный газ становится практически непрозрачным.

2. Фотосфера — область весьма разреженного газа с типичной плотностью  $(1-3) \cdot 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup> и давлениями газа порядка 5—150 мб.

3. На небольшой высоте над фотосферой температура имеет минимум около 4170 К на высоте 200 км; это — самый холодный слой на Солнце. Скорость звука  $c$  при фотосферных температурах равна 7—8 км/с. Фотосфера гидростатически устойчива не только выше холодного слоя, где температура растет с высотой, но и ниже его до глубин около 350 км. Еще глубже градиент температуры становится сверхадиабатическим; это — верхняя часть подфотосферного конвективного слоя. Локальная толщина однородной атмосферы  $H = p/\rho g = RT/\mu g$  в фотосфере имеет значения 100—150 км ( $\mu \approx 0,6$  — средний молекулярный вес), адиабатический градиент температуры  $\gamma_a = \frac{g}{c_p}$  равен 17 град/км. Период Вейселя — Брента  $2\pi/N$ , где

$$N^2 = \frac{g}{T} \left( \gamma_a + \frac{\partial T}{\partial z} \right),$$

в фотосфере убывает с высотой, имеет типичные значения 200—210 с и достигает минимума (около 180 с) в слое  $200 < z < 500$  км.

Давление электронного газа  $p_e$  в фотосфере убывает с высотой (оно возрастает лишь на высотах от 300 до 600 км). Однако отношение  $p_e/p$ , характеризующее степень ионизации вещества, ведет себя иначе: оно минимально (меньше  $1 \cdot 10^{-4}$ ) в основной толще фотосферы (в слое  $200 \text{ км} > z > -200 \text{ км}$ , ниже которого ионизация быстро нарастает с глубиной), а выше фотосферы оно растет с высотой так, что на высоте 15 000 км получается уже  $p_e/p \approx 1/3$ .

Нормальная (невозмущенная) фотосфера имеет зернистое строение; это — так называемая *грануляция*. Гранулы — это светлые пятнышки многоугольной формы, разделяемые более темными линиями, с диаметра-

ми от 200 до 1300 км (в среднем 760 км), яркостью на 10—30 % выше среднего фона и средним временем жизни 8—10 минут. Они традиционно интерпретируются как отражения *ячеек Бенара*, т. е. ячеек ламинарной конвекции, развивающейся в верхней части подфотосферного конвективного слоя и по инерции проникающей на некоторую высоту в гидростатически устойчивую фотосферу; в центрах ячеек газ поднимается, по краям опускается со скоростями порядка 0,3 км/с (измеренными по доплеровскому сдвигу спектральных линий; таким же методом в солнечной атмосфере обнаружены колебания с периодами около 300 с, т. е. порядка периода Вайсяля — Брента в надфотосферном слое; это, очевидно, внутренние волны). Заметим, однако, что межгранулярная сетка, по-видимому, является структурой магнитного поля.

Одним из крупных открытий последних лет было обнаружение А. Б. Северным, В. А. Котовым и Т. Т. Цапом (1976) колебаний в атмосфере Солнца с периодом в 160 мин. Этот результат был получен в итоге обработки обширных данных измерений скоростей движений вдоль луча зрения в солнечной атмосфере у экватора и у полюсов. Независимо этот же период, а также периоды в 29, 40 и 58 мин. обнаружили по доплеровским смещениям профилей линий поглощения Na и Ca Дж. Брукс, Дж. Айзек и Г. Ван дер Фай (1976). Эти периоды не совпадают с периодами собственных колебаний, рассчитанных по имеющимся моделям внутреннего строения Солнца (см., например, статью С. В. Воронцова и В. Н. Жаркова, 1978 г.), так что, возможно, указанные модели требуют пересмотра.

2) **Хромосфера.** Остановимся вкратце на более высоких слоях солнечной атмосферы. Хромосферу можно наблюдать не только на краю солнечного диска, но и по всему диску в свете той или иной спектральной линии, излучаемой только или преимущественно хромосферой. Таковыми являются, например, формирующиеся в верхней хромосфере красная бальмеровская линия водорода  $H_{\alpha}$  6563 Å и линии K 3934 Å и H 3968 Å ионизированного кальция  $Ca^{+}$  II. Хромосферу делят на нижнюю, в которой водород еще мало ионизирован, и верхнюю, сильно ионизированную (по Х. К. Ван де Хюлсту, это — высоты  $z = 7-14$  тыс. км, с ростом температуры от  $2,5 \cdot 10^4$  до  $3 \cdot 10^5$  °K и падением плотности числа электронов от  $5 \cdot 10^9$  до  $5 \cdot 10^8$  см $^{-3}$ ; см. сборник «Солнце» под редакцией Дж. Койпера, 1957. В последней уже нельзя ожидать локального термодинамического равновесия; так, кинетическая температура электронного газа не равна температуре ионизации или температуре возбуждения спектральных линий.

Хромосфера, по-видимому, сильно неоднородна и имеет волокнистое строение; в ней зарегистрированы интенсивные турбулентные движения со скоростями от 5 км/с на высоте 500 км до 20 км/с на высоте 5000 км.

В невозмущенной хромосфере постоянно наблюдаются *спикулы* и *супергрануляция*. Спикулы имеют толщины порядка 500—600 км, достигают высот в среднем 7500 км на экваторе и 7800 км на полюсах, их время жизни 2—5 минут, скорости подъема газа в них — порядка 20 км/с. Их больше всего на полюсах (на 30 % больше, чем на экваторе) и меньше всего на широте 35° (на 10 % меньше, чем на экваторе). Они прямолинейны и обычно наклонены, полярные — к экватору, в активных областях на широтах 20° — 40° — к ближайшему полюсу, вероятно, следуя направлению магнитного поля.

Супергрануляция — это крупноячеистая структура солнечной атмосферы, прослеживаемая и в фотосфере (где корреляционные функции горизонтальных неоднородностей яркости в белом свете наряду с масштабом гранул имеют вторичный максимум на масштабе 12 000 км, соответствующим супергранулам), и особенно хорошо в хромосфере, где, например,

в линиях  $\text{Ca}^+$  видна хромосферная сетка, образуемая цепочками крупных узелков (ярких кальциевых флоккул), являющихся группами мелких узелков — гранул и отличающихся нисходящими движениями газа со скоростями около 1—1,5 км/с). Диаметры супергранул — порядка 30 тыс. км, так что всего их на солнечном диске около 2500. Их времена жизни около суток. Они интерпретируются как отражения крупных глубинных конвективных ячеек.

По-видимому, существуют и еще более крупные, так называемые *гигантские* конвективные ячейки (обнаруживаемые по магнитным полям — см. конец гл. 2, где указано, что области противоположных полярностей магнитного поля чередуются по долготе с преобладающим волновым числом  $m = 6$ ); на них уже должно действовать вращение Солнца, так что они, возможно, являются проявлением волн Россби во внешнем конвективном слое Солнца. Супергранулы и гигантские ячейки имеют морфологическое сходство со скоплениями (кластерами) конвективных облаков в тропической атмосфере Земли над океанами. Наконец, подозревается существование очень долгоживущих *сверхгигантских* ячеек, создающих так называемые активные долготы, проявляющиеся в пятнообразовательной деятельности на Солнце и в секторной структуре солнечного ветра (см. разделы а) гл. 2 и б) гл. 3).

3) К о р о н а. Внеатмосферный коронограф позволяет наблюдать солнечную корону в любой ясный день. До расстояний  $r \sim 2R_\odot$  видно ее собственное излучение в спектральных линиях высокоионизированных железа, никеля и кальция (наиболее интенсивны зеленая линия Fe XIV 5302,86 Å, а также ультрафиолетовые линии Fe XIII). Корона излучает также и рентген, и радиоволны (особенно метровые). До  $r \sim 4R_\odot$  виден белый солнечный свет, рассеянный и поляризованный свободными электронами в короне, и еще дальше — внутренний зодиакальный свет (рассеяние межпланетной пыли). Свет от внутренней короны в  $10^6$  раз слабее, чем от солнечного диска, от внешней короны — еще в  $10^3$  раз слабее. Корона состоит из очень сильно ионизированной плазмы, далекой от локального термодинамического равновесия.

Во внутренней короне ( $r = 1,03\text{--}1,2R_\odot$ ) температура растет от  $1 \cdot 10^6$  до  $1,5 \cdot 10^6$  К, плотность числа электронов  $N_e$  падает от  $2 \cdot 10^8$  до  $4 \cdot 10^7$  см $^{-3}$ , плотность вещества  $\rho \sim m_H N_e$  (где  $m_H = 1,67 \cdot 10^{-24}$  г — масса протона) — от  $5 \cdot 10^{-16}$  г/см $^3$  до  $1 \cdot 10^{-16}$  г/см $^3$ . Масштаб  $H$  здесь порядка  $10^3$  км, скорость звука — порядка 15 км/с. Выше вследствие большой теплопроводности электронного газа температура в среднем постоянна. В средней короне при  $r \sim 2R_\odot$  получается  $N_e \sim 2 \cdot 10^8$  см $^{-3}$  и  $\rho \sim 5 \cdot 10^{-18}$  г/см $^3$ ; во внешней короне при  $r \sim 3R_\odot$  эти величины падают еще на порядок (при  $r \sim 10R_\odot$  будет  $N_e \sim 10^4$ , при  $r \sim 50R_\odot$   $N_e \sim 10^2$ ; при  $r \sim 215R_\odot$   $N_e \sim 2,5$  см $^{-3}$ ). Считают, что корона нагревается за счет диссипации энергии акустических (ударных) и МГД волн, приносящих около  $10^{-5}$  энергии солнечного излучения, а охлаждение излучением мало из-за ничтожной плотности вещества.

#### д) Н е д р а С о л н ц а

Каких-либо прямых фактических данных о подфотосферных слоях Солнца не имеется, и их структуру приходится рассчитывать теоретически, используя уравнения гидростатики и лучистого равновесия:

$$\frac{dp}{dr} = -\rho g, \quad g = \frac{Gm}{r^2}, \quad \frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (1.2)$$

$$4\pi r^2 \frac{d\sigma T^4}{dr} = -\frac{3\kappa \rho}{c^2} L, \quad \frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon, \quad (1.3)$$

где  $\kappa$  — так называемый *коэффициент непрозрачности* вещества (некоторое взвешенное среднее по длинам волн значение спектральных коэффициентов поглощения радиации  $\kappa_\lambda$ ), а  $\varepsilon$  — удельная мощность термоядерной генерации энергии, которые должны быть заданы или рассчитаны отдельно; дополнительно используется уравнение состояния идеального газа, а конвективные зоны рассчитываются как адиабатические (см. статьи

Т а б л и ц а

Структура недр Солнца по Р. Л. Сирсу (1964)

$r, 10^{11} \text{ см}$	$\frac{m}{m_\odot}$	$\rho, \text{ г/см}^3$	$T, 10^6 \text{ К}$	$L, 10^{33} \text{ эрг/с}$	$\kappa$	$X$
0,00	0,00	158	15,7	0,00	1,09	0,36
0,06	0,05	103	13,8	1,30	1,32	0,52
0,10	0,2	59	11,3	3,09	1,78	0,65
0,15	0,4	31,5	9,0	3,77	2,42	0,69
0,20	0,6	15,2	7,1	3,90	3,2	0,70
0,26	0,8	5,0	5,1	3,90	4,5	0,71
0,32	0,9	1,84	3,9	3,90	6,0	0,71
0,38	0,95	0,74	3,0	3,90	7,4	0,71
0,48	0,99	0,117	1,73	3,90	9,6	0,71
0,62	0,99955	0,0063	0,66	3,90	—	0,71

Б. Стремгrena в сборнике «Солнце», 1957 и в сборнике «Внутреннее строение звезд», 1970). При этом можно учитывать эволюцию химического состава звезды из-за термоядерных реакций. Такой расчет выполнил Р. Л. Сирс (1964), получив для звезды с возрастом  $4,5 \cdot 10^9$  лет, массой,

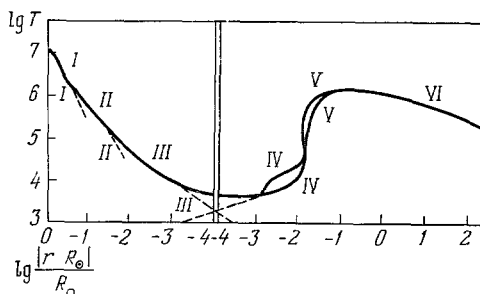


Рис. 1. Радиальное распределение температуры в Солнце.

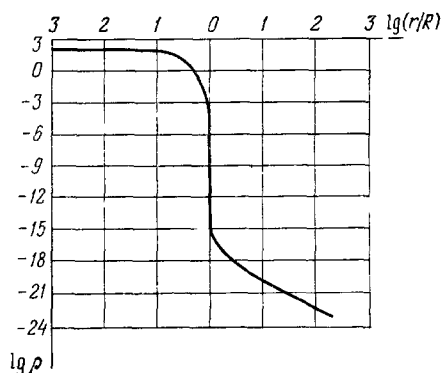


Рис. 2. Радиальное распределение плотности в Солнце.

радиусом и светимостью Солнца и химическим составом с удельными концентрациями водорода  $X = 0,708$ , гелия  $Y = 0,272$  и тяжелых элементов  $Z = 0,020$  структуру, приведенную в таблице. По этой модели давление в центре Солнца равно  $p_c = 3,5 \cdot 10^5$  мегабар, так что  $p_{c\odot} / p_{c\oplus} \approx m_\odot / 3m_\oplus$ . При  $r \leq 0,7R_\odot$  недра Солнца находятся в состоянии лучистого равновесия с гидростатически устойчивой стратификацией (по некоторым моделям для Солнца получается небольшое конвективное ядро с радиусом около  $0,05R_\odot$ ). Температура в центре Солнца в этой модели равна 15 млн градусов. Кривая I на рис. 1 дает доадиабатическую зависимость температуры от глубины в слое лучистого переноса тепла (где нет

конвекции, но возможны внутренние волны). Кривая *II* дает сверхадиабатическую зависимость  $T(r)$  в верхнем конвективном слое, кривая *III* — доадиабатическую зависимость  $T(r)$  в слое лучистого переноса тепла в фотосфере, кривая *IV* — в хромосфере, где температура растет с высотой вследствие поглощения энергии механических волн (верхняя ветвь на участках *IV* и *V* относится к границам супергранул), кривая *V* — в короне, где добавляется влияние теплопроводности, кривая *VI* — во внешней короне, где из-за уноса тепла солнечным ветром и теплопроводности температура уменьшается с высотой.

Распределение плотности вещества по радиусу Солнца показано на рис. 2 в логарифмических координатах. Внутри Солнца логарифм плотности меняется сравнительно медленно: от значения  $\rho \sim 150 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$  в центре Солнца до нижней границы конвективной зоны ( $r \sim \frac{2}{3} R_{\odot}$ )

плотность уменьшается в тысячу раз. В пределах конвективной зоны плотность уменьшается еще в миллион раз и достигает значений порядка  $10^{-7} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$  на нижней границе фотосферы. Из рис. 2 видно, что в пределах фотосферы и нижней хромосферы около видимой поверхности Солнца плотность уменьшается почти скачкообразно (в миллион раз на 2000 км), в короне же и за ее пределами в области солнечного ветра уменьшение плотности с расстоянием заметно замедляется.

1) С о л н е ч н ы е   н е й т р и н о. В настоящее время температура в центре Солнца, возможно, ниже, чем по модели рис. 1. Упомянем в этой связи результаты нейтринных экспериментов американского ученого Р. Дэвиса 1967—1968 и 1972 гг., в которых были предприняты попытки измерить идущий от Солнца поток электронных нейтрино  $\nu_e$ , образующихся в ходе термоядерных реакций в солнечных недрах. Для этого была использована предложенная Б. М. Понтекорво еще в 1946 г. реакция «обратного бета-распада» хлора  $\text{Cl}^{37} + \nu_e \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ , чувствительная к наиболее высокоэнергетическим частицам в потоке солнечных нейтрино (с энергиями свыше 0,814 МэВ — такие высокоэнергетические нейтрино могут образовываться в одной из возможных ветвей протонной термоядерной реакции, в которой ядро  $\text{He}^3$ , соединяясь с ядром  $\text{He}^4$ , дает бериллий  $\text{Be}^7$ ; его соединение с протоном дает бор  $\text{B}^8$ , а бета-распад последнего  $\text{B}^8 \rightarrow \text{Be}^8 + e^+ + \nu_e$  порождает указанные нейтрино; эффективность такой генерации нейтрино чрезвычайно сильно зависит от температуры  $T$  — она пропорциональна  $T^{20}$ , так что количество этих нейтрино в потоке солнечного излучения дает очень надежную меру температуры в недрах Солнца). В экспериментах Р. Дэвиса приемником служил объем, содержащий 610 тонн жидкого четыреххлористого углерода  $\text{CCl}_4$ , помещенный в глубокую шахту для экранировки от фона космических лучей. Образующийся в этом объеме радиоактивный аргон  $\text{Ar}^{37}$  накапливался в течение 100 суток, затем извлекался продуванием гелием и адсорбцией на активированном угле при температуре — 196 °С, и количество распадающихся атомов  $\text{Ar}^{37}$  подсчитывалось пропорциональным счетчиком.

По теории, основанной на модели недр Солнца с температурой в центре в 15 млн. градусов, счетчик в установке Р. Дэвиса должен был регистрировать 45 атомов  $\text{Ar}^{37}$  за эксперимент. Но опыт дал отрицательный результат: регистрировалось не более 8 атомов  $\text{Ar}^{37}$ , что соответствовало оценке фоновых помех. Это можно пытаться объяснить какими-то до сих пор не вскрытыми систематическими ошибками эксперимента, неверностью использованных при оценках количественных лабораторных данных о скоростях нейтринных реакций, изменениями свойств солнечных нейтрино за время их полета до Земли (например, предложенными Б. М. Пон-

текорво «осцилляциями» — превращениями электронных нейтрино в мюонные или в антинейтрино) или, наконец, неправильностью имеющих моделей Солнца, — скажем, тем, что сейчас температура в его недрах ниже, чем по этим моделям. Последнее предположение развили Фаулер и затем Эзер и Камерон, а также Сакураи. По их гипотезам, недра Солнца периодически (каждую сотню миллионов лет) перемешиваются и приходят в состояние с пониженной температурой (на время порядка десяти млн. лет), в котором снижаются и нейтринное излучение (на порядок), и фотонная светимость (на 20—35%); такое состояние имеет место и сейчас. Нам представляется, однако, что принимать для объяснения отрицательных результатов нейтринного эксперимента Р. Дэвиса именно эту гипотезу было бы по меньшей мере преждевременным.

2) **Конвективная зона.** Внешний слой Солнца до глубин около  $0,3R_{\odot}$ , а по некоторым оценкам — даже до  $0,4R_{\odot}$ , оказывается конвективным \*), так как в нем показатель адиабаты  $\gamma = \left( \frac{d \ln p}{d \ln \rho} \right)_a$  близок к единице (ибо при сжатии плазмы энергия тратится в основном на ионизацию водорода, а не на повышение температуры), а коэффициент поглощения у плазмы велик, и поэтому безразмерный температурный градиент в среде  $\nabla = \partial \ln T / \partial \ln \rho$  оказывается больше адиабатического градиента  $\nabla_a = (\gamma - 1)/\gamma$ , и наступает конвекция. Более детальный расчет структуры конвективного слоя можно осуществить: 1) приравняв удельную диссипацию кинетической энергии конвективных движений  $\sim w^3/l$  значению  $(gq/c_p \rho T) Q$  (где  $l$  — путь перемешивания;  $w$  — скорость конвективных движений;  $q = c_p \rho w T'$  — конвективный поток тепла, около  $6 \cdot 10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup> с, с поправкой  $Q = 1 - (\partial \ln \mu / \partial \ln T)$ , где  $\mu$  — средний молекулярный вес солнечной плазмы;  $T' = l (T/H) (\nabla - \nabla_1)$  — перегрев конвективных элементов, причем  $\nabla = (H/T) \partial T / \partial z$  — нормированный градиент температуры в среде, а  $\nabla_1$  — в поднимающемся конвективном элементе); 2) потребовав постоянства (равенства значению  $\sigma T_*^4$ ) суммы конвективного  $q$  и лучистого потока тепла  $(16/3) (\sigma T_*^4 / \kappa \rho H) \nabla$ ; 3) приравняв лучистую потерю тепла сферического конвективного элемента радиуса  $l$  за время его жизни  $l/w$ , равную  $(16/3) (\sigma T_*^4 / \kappa \rho H) (\nabla - \nabla_1) \cdot 4\pi l^2 l/w$ , изменению его теплосодержания  $(4/3) \pi l^3 c_p \rho l (T/H) (\nabla_1 - \nabla_a)$ . Из получающихся трех уравнений при фиксированных  $T$ ,  $\rho$  и  $l$  находятся  $\nabla$ ,  $\nabla_1$  и  $w$ , после чего с помощью уравнения гидростатики рассчитывается стратификация конвективного слоя, т. е. распределение  $T$ ,  $\rho$  и  $p$  по глубине в этом слое. К. Х. Бем (1967) провел такие расчеты при двух гипотезах о пути перемешивания  $l = H$  и  $l = |z|$ , получив очень близкие результаты. Они показывают, что верхняя часть конвективного слоя обладает некоторой мезослоистостью. Эта слоистость отчетливо проявляется на профиле безразмерной энтропии рис. 3, из которого видно, что в основной толще конвективного слоя удельная энтропия лишь очень немного убывает с высотой, в верхнем же подслое толщиной около 400 км (и с параметром  $H$  порядка 200—300 км) она резко уменьшается — именно в этом наиболее неустойчивом слое и образуются конвективные ячейки, индуцирующие

\*) Во внешних слоях Солнца наблюдается существенный недостаток лития и небольшой недостаток бериллия сравнительно с их распространенностью в других частях Солнечной системы. Это можно объяснить разрушением Li и Be в процессе термоядерных реакций в недрах Солнца. Согласно расчетам, Li разрушается на расстояниях от центра Солнца  $r < 0,63 R_{\odot}$ , а Be — на расстояниях  $r < 0,47 R_{\odot}$ . Отсюда можно сделать вывод, что в слое  $r > 0,63 R_{\odot}$  радиальное перемешивание велико, а в слое  $0,63 R_{\odot} < r < 0,47 R_{\odot}$  оно невелико.

грануляцию. В фотосфере удельная энтропия возрастает, но попадающие в нее снизу конвективные элементы продолжают активно всплывать, пока не достигнут высот с большей, чем в них, удельной энтропией газа (после чего всплывание может еще немного продолжаться по инерции).

## 2. ЯВЛЕНИЯ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Кроме гранул, супергранул и спикул, свойственных нормальной (невозмущенной) солнечной атмосфере, в последней наблюдается также ряд «возмущений», т. е. неоднородностей с относительно короткими временами жизни. Главные из них — это пятна, факелы, хромосферные вспышки, протуберанцы, корональные лучи и дыры.

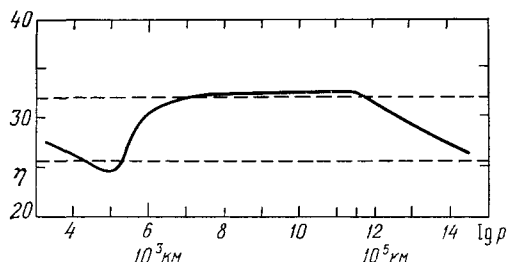


Рис. 3. Вертикальный профиль безразмерной удельной энтропии в подфотосферном конвективном слое, по К. Х. Бёму (1967).

### а) Солнечные пятна

Это наиболее отчетливо видные неоднородности на поверхности Солнца. Они иногда видны даже невооруженным глазом, через закопченное стекло или просто сквозь дым. Известны такие наблюдения более двухтысячелетней давности. Зарисовки солнечных пятен и первые сведения о их форме и распространенности появились сразу после изобретения телескопа в 1611 г. По движению пятен на солнечном диске Фабрициус установил вращение Солнца, а Галилей получил первую оценку скорости этого вращения.

Пятна зарождаются в виде маленьких темных *пор* диаметром в 2—4 угл. секунды. Типичное зрелое пятно состоит из темной центральной *тени*, со средним диаметром около 17,5 тыс. км и с яркостью в 20—30% от яркости окружающего фона невозмущенной фотосферы, и окружающей тень менее темной кольцеобразной *полутени* со средним внешним диаметром около 37 тыс. км и яркостью в 75—80% от яркости фона. Типичная площадь пятна — порядка  $10^{-4}$  от площади видимой поверхности Солнца. Компенсируя сниженный уровень излучения в области тени и полутени, вокруг пятна на расстоянии от его центра в среднем в 50 тыс. км располагается кольцо с повышенной яркостью (приблизительно на 3% выше фона); оно наиболее резко выражено в верхней хромосфере над пятном.

Время существования индивидуальных солнечных пятен варьирует от нескольких дней до нескольких месяцев. Фотографирование с высоким разрешением пятен в центре видимого диска Солнца обнаруживает существенную разницу в грануляции на поверхности фотосферы вне пятен и в областях их полутеней и теней. Гранулы в области полутени пятна имеют вид тонких светлых радиально вытянутых волокон с диаметрами порядка 300 км, резко обрывающихся на границе тени и имеющих времена жизни от получаса до нескольких часов, т. е. в несколько раз больше, чем времена жизни гранул невозмущенной фотосферы. На photographиях с особенно высоким разрешением гранулы видны обычно в виде ярких точек и в области тени пятен; они несколько мельче гранул невозмущенной фотосферы и имеют повышенные времена жизни — того же порядка, что гранулы полутени.

Еще в 1769 г. А. Вильсон заметил, что у пятен, приближающихся к западному краю Солнца, восточная половина полутени постепенно сужается и затем совсем исчезает, а при появлении пятен на восточном краю Солнца у них сначала вовсе отсутствует, а затем появляется и постепенно расширяется западная половина полутени. Этот эффект означает, что оптическая плотность газа непосредственно над тенью пятна много меньше, чем на тех же уровнях в окружающей атмосфере, т. е. что поверхности постоянной оптической плотности над тенью пятна воронкообразно заглубляются: солнечные пятна суть неглубокие воронки на поверхности фотосферы.

В 1907 г. Э. Маундер обнаружил восточно-западную асимметрию в распределении видимости пятен на диске Солнца: на восточной стороне диска наблюдается, образуется и выходит из-за края Солнца больше пятен, чем их наблюдается, образуется и заходит за край диска на его западной стороне. Этот эффект можно объяснить наклоном вертикальных осей пятен к западу (для молодых пятен, в среднем однодневного возраста — на  $0^{\circ},44$ , а для видимых вторично, т. е. с возрастом более 27 дней — на  $7^{\circ},6$ ), создаваемым *ростом с высотой угловой скорости вращения Солнца в фотосфере и нижней хромосфере*.

Солнечные пятна кажутся темными лишь по контрасту с невозмущенной фотосферой — их кажущаяся чернота означает всего лишь, что их излучение в видимом свете меньше, чем у невозмущенной фотосферы. Считая, что пятна, как и фотосфера вообще, излучают, как нагретые абсолютно черные тела, можно сравнивать их температуры излучения (а поскольку фотосфера находится в локальном термодинамическом равновесии, для нее это будет обычная температура газа). Измеренная по интенсивности интегрального излучения средняя температура тени больших солнечных пятен равняется приблизительно  $4200^{\circ}$ , на  $1600^{\circ}$  ниже температуры невозмущенной фотосферы.

Температура тени пятен заметно уменьшается с увеличением их площади. По измерениям в разных спектральных линиях температуры излучения одного и того же пятна оказываются различными. Но даже для пятен одинаковой площади по измерениям в одной и той же спектральной линии температуры излучения могут варьировать более чем на  $1000^{\circ}$  (например, за счет разных глубин формирования этой линии). Наиболее низкие температуры в тенях пятен, ниже  $1000\text{ К}$ , были обнаружены по соотношению интенсивностей линий излучения термически неустойчивой молекулы TiO.

Измерения скоростей движения газа в солнечных пятнах по доплеровскому сдвигу частот центров тяжести отдельных спектральных линий позволили И. Эвершеду еще в 1909 г. установить, что на уровне невозмущенной фотосферы и глубже газ вытекает из пятна, с некоторым антициклоническим закручиванием, по направлениям, указываемым волокнами полутени (и с некоторой восходящей составляющей), со скоростями порядка  $2\text{ км/с}$ , растущими с глубиной в фотосфере до  $5\text{—}6\text{ км/с}$ . Более поздние измерения показали, что такое движение прослеживается до высот  $500\text{—}1000\text{ км}$  над поверхностью Солнца, а выше оно меняет знак, и на высотах порядка  $2000\text{ км}$  в хромосфере наблюдается циклонически закрученное втекание газа в пятно с некоторой нисходящей составляющей.

Солнечные пятна наблюдаются лишь в определенных широтных зонах, так называемых «королевских широтах» от  $5^{\circ}$  до  $52^{\circ}$  в каждом полушарии, подавляющее большинство пятен — в зоне от  $8^{\circ}$  до  $30^{\circ}$  широты (рекордно высокая широта появления пятен  $52^{\circ}$  была отмечена 13 августа 1953 г.). Еще в 1889 г. А. Вольфер заметил, что в течение нескольких лет

или даже, может быть, десятков лет может отмечаться повышенное против среднего количество пятен в некоторых активных долготных зонах, которые медленно меняются со временем.

Пятна в своем подавляющем большинстве появляются и существуют группами. Группы пятен существуют в среднем по 10 суток, но 37% групп имеют времена жизни больше 10 суток; 0,4% — больше 50 суток; 0,03% — больше 100 суток; 0,01% — больше 150 суток. Продолжительность существования группы пятен сильнее всего зависит от занимаемой этой группой площади и приблизительно пропорциональна последней: при площади в  $1 \cdot 10^{-4}$  от поверхности видимой полусферы время жизни группы пятен равняется 10 суткам, при площади в  $4 \cdot 10^{-4}$  — 40 суткам. За один солнечный цикл (в среднем 11,2 года; см. гл. 4) наблюдается около 3000 групп пятен.

#### б) Магнитные поля пятен

Исключительно большое значение для понимания природы солнечных пятен имеет обнаружение в них сильных магнитных полей. Измерения магнитных полей в солнечной атмосфере основываются на эффекте Зеемана — расщеплении спектральных линий в магнитном поле.

Раздвоение некоторых линий в спектрах солнечных пятен было замечено еще в 1866 г. Локьером, но лишь Дж. Хейл в 1908 г., обнаружив противоположную круговую поляризацию линий в таких дублетах, установил, что они создаются нормальным продольным эффектом Зеемана; тем самым было открыто наличие в солнечных пятнах сильных магнитных полей. Измерениями Дж. Хейла на обсерватории Маунт Вильсон в течение 1908—1924 гг. (результаты которых опубликованы им совместно с С. Николсоном в 1938 г.) создана основа современных сведений о магнитных полях солнечных пятен. Хейл использовал почти исключительно линию железа  $6173.348 \text{ \AA}$ ; погрешность его измерений составляла  $\pm 50 \text{ Гс}$ . Затем его ученики Гораций В. Бэбкок и Гарольд Д. Бэбкок сконструировали более точный магнитограф, в котором используется спектрограф с двумя узкими щелями, помещаемыми на крылья изучаемой спектральной линии (обычно — линии железа  $5250,218 \text{ \AA}$ ), там, где на ее контуре находятся точки перегиба, и регистрируется разность фототоков от света, прошедшего через эти щели и модулируемого анализатором круговой поляризации.

Точность этого магнитографа — порядка 0,1 Гс, разрешение по горизонтали —  $70''$ ; позже оно было улучшено до  $23''$ .

Установлено, что *все солнечные пятна имеют сильные магнитные поля*. На глубине формирования спектральных линий, испытывающих зеемановское расщепление, магнитные силовые линии приблизительно перпендикулярны к поверхности Солнца в центре пятна и уклоняются наружу при увеличении расстояния  $r$  от центра так, что угол наклона  $\vartheta$  меняется приблизительно по закону  $\vartheta = 90^\circ r/r_0$ , где  $r_0$  — радиус внешнего края полутени; в полутени силовые линии следуют направлению ее волоконобразных гранул и на ее внешнем крае становятся приблизительно горизонтальными.

Напряженность магнитного поля в центре пятна  $H_c$  растет с его площадью, имея значения порядка 100 Гс у наименьших и порядка 400 Гс у больших пятен; от центра пятна к его краю напряженность поля  $H$  спадает приблизительно по закону  $H = H_c [1 - (r^2/r_0^2)]$ . Магнитный поток, идущий через поверхность типичного пятна, имеет значения порядка  $10^{21}$  максвелл (1 максвелл =  $1 \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ ). По мере развития пятна магнитный поток в нем сначала быстро возрастает, а затем *остается*

приблизительно постоянным в течение значительной части жизни пятна; площадь пятна при этом растет, а напряженность поля убывает.

По характеру магнитного поля в областях, занимаемых группами пятен, различают униполярные (УМО), биполярные (БМО) и мультиполярные магнитные области. Из них БМО составляют подавляющее большинство; так, из 6384 групп пятен, зарегистрированных за 1919—1946 гг., 91% были БМО; 8,6% — УМО и только 0,4% составляли мультиполярные области.

Ясно, что основное внимание должно быть сосредоточено на БМО. В каждой БМО имеется переднее (в смысле направления вращения Солнца) или лидирующее пятно, которое мы будем обозначать буквой  $p$ , и одно или несколько задних или замыкающих пятен  $f$ . Магнитные полярности пятен  $p$  и  $f$  в данной БМО всегда противоположны (а магнитные потоки в  $p$  и  $f$  частях БМО приблизительно одинаковы).

Пятна  $p$  в среднем больше пятен  $f$ , имеют большие времена жизни, магнитный поток в них в среднем вдвое больше, чем в пятнах  $f$ . БМО имеют, как правило, овальную форму, и их длинные оси  $pf$  наклонены к кругам широты так, что пятно  $p$  ближе к экватору, чем  $f$ ; угол наклона уменьшается с увеличением возраста БМО и с уменьшением широты; на широтах  $5^\circ - 9^\circ$  он в среднем равен  $3^\circ$ ; в зоне  $10^\circ - 14^\circ$  он равен  $5^\circ,5$ ; в зоне  $15^\circ - 19^\circ$  увеличивается до  $6^\circ,5$ ; в зоне  $20^\circ - 24^\circ$  до  $9^\circ,4$ ; в зоне  $25^\circ - 29^\circ$  — до  $14^\circ,9$ ; наконец, в зоне  $30^\circ - 34^\circ$  он в среднем равен  $14^\circ,9$ . Пятна в БМО движутся друг относительно друга. В первые 5—7 дней существования БМО пятно  $p$  быстро, но замедляясь, уходит на запад (со скоростью в среднем порядка  $0^\circ,2$  в сутки), тогда как пятно  $f$  остается неподвижным или медленно движется на восток. При этом БМО вытягивается, нередко достигая длины  $10^\circ - 12^\circ$ . Затем пятно  $p$  останавливается и иногда медленно движется на восток, нередко возвращаясь на свое исходное место, а пятно  $f$  к этому времени исчезает. Наконец, группы пятен в целом имеют некоторое небольшое (порядка  $1^\circ$  за солнечный оборот) собственное движение по широте, в зоне широт  $|\varphi| < 16^\circ$  — в сторону экватора, вне этой зоны — в сторону полюсов.

Образование БМО есть, возможно, результат всплывания из-под подфотосферного грануляционного слоя некоторого участка магнитной силовой трубки (имеющей в горизонтальной плоскости небольшой наклон к кругу широты); всплывание может быть создано локальным усилением магнитного поля (например, из-за неравномерности растяжения трубки дифференциальным вращением), что при естественной тенденции к выравниванию полного (гидродинамического плюс магнитного) давления  $p + \frac{1}{2} (H^2/8\pi)$  должно приводить к уменьшению  $p$  путем вытеснения из области усиления поля части газа, а потому к уменьшению плотности газа и, следовательно, к появлению архимедовой силы плавучести. Различие формы и эволюции пятен  $p$  и  $f$  можно попытаться объяснить действием на  $p$  и  $f$ -участки магнитной силовой трубки растущей с высотой угловой скорости вращения фотосферного газа (упоминавшейся выше в связи с восточно-западной асимметрией видимости солнечных пятен). Эта схема образования БМО излагается, например, в статье Горація Бэбкока (1961).

Солнечные пятна образуются в БМО, вероятно, в результате модификации и частичного подавления конвективных движений в подфотосферном грануляционном слое сильным магнитным полем (при наличии которого движения плазмы поперек магнитных силовых линий становятся крайне затрудненными): ослабление конвективного теплопереноса приводит к охлаждению фотосферного газа и, следовательно, к появлению относительно холодных пятен.

## в) Ф а к е л ы

Это сравнительно долго живущие яркие области около солнечных пятен (маленькие факелы могут быть и не связанными с пятнами, но *пятен без факелов не бывает*), видимые как на краю диска в белом свете, т. е. в фотосфере, так и по всему диску Солнца в свете ярких хромосферных линий, особенно  $H_{\alpha}$  и  $\text{Ca II}$  (наиболее часто используется часть  $K_{232}$  линии  $\text{K Ca II}$ , содержащей в своем центре узкую линию поглощения  $K_3$ , окруженную полоской излучения  $K_2$  и еще более широкой глубокой полосой поглощения  $K_1$ ; яркие элементы хромосферных факелов называют *флоккулами*).

Фотосферные факелы имеют гранулярную структуру; их яркость в среднем на 10 % выше яркости невозмущенной фотосферы, а в наиболее ярких факельных гранулах это превышение достигает 40—45 %, а иногда доходит даже до 150 %. Гранулы в факелах живут дольше (в среднем около часа), чем в невозмущенной фотосфере. Эти гранулы, размерами порядка 1 тыс. км, группируются в элементы размерами 4—6 тыс. км, образующие цепочки шириной 5—10 и длиной порядка 50 тыс. км, которые служат продолжением хромосферной сетки в фотосферу.

Большинство факелов появляется в широтной зоне, содержащей «королевские широты» солнечных пятен, но простирающейся на  $10^\circ$  дальше в сторону полюсов и  $5^\circ$  ближе к экватору. Кроме того, наблюдается небольшое количество полярных факелов, приблизительно равномерно распределяющихся по широтам  $|\varphi| > 68^\circ$  (это маленькие округлые яркие пятна размерами 1800—3000 км со средним временем жизни всего в полсуток, по-видимому, связанные с полярными корональными лучами и появляющиеся более часто в эпохи минимумов солнечной активности).

Крупные факелы, связанные с солнечными пятнами, нередко появляются за несколько часов или даже за несколько дней до появления пятна и наблюдаются долго после его исчезновения (особенно это относится к пятнам  $p$  и  $f$  в БМО), так что их время жизни оказывается в среднем втрое больше, чем у пятен; нередко они остаются видимыми в течение нескольких оборотов Солнца.

Хромосферные факелы присутствуют во всех БМО с магнитным полем сильнее 2 гауссов. Они отличаются большими временами жизни, достигающими даже до 200—300 суток. Нередко они образуют вытянутые области, западный конец которых ближе к экватору, чем восточный; углы наклона таких вытянутых областей к кругам широты заметно больше, чем у  $fr$  осей БМО. Температура в факелах растет с высотой быстрее, чем в невозмущенной хромосфере, так что их температурный контраст растет с высотой; в линии  $L_{\alpha}$  1215 Å он вдвое больше, чем в  $K_3\text{Ca II}$ , а в рентгене (т. е. уже в короне) факельные области в 70 раз ярче фона.

## г) Х р о м о с ф е р н ы е в с п ы ш к и

Это — внезапные кратковременные увеличения интенсивности излучения ограниченных областей хромосферы в окрестностях солнечных пятен, лучше всего наблюдаемые в линии  $H_{\alpha}$ , а также в линиях  $\text{Ca}^+$ . Площади вспышек составляют  $(1-12) \cdot 10^{-4}$ , в среднем  $1,6 \cdot 10^{-4}$  от поверхности видимой полусферы; частые мелкие вспышки имеют округлую форму, редкие крупные — вытянутые образования с размерами порядка  $10^4 \times 10^5$  км, имеющие волокнистую структуру. Увеличение интегральной яркости во вспышках может достигать десятикратного. Продолжительность вспышек меняется от нескольких минут до нескольких часов (средняя —  $20^m$ ), в среднем (но с большим разбросом) возрастаая с их площадью.

Вспышки характеризуются быстрым нарастанием яркости, очень коротким периодом ее максимума (меньше  $I^m$ ) и сравнительно медленным спаданием (в среднем втрое дольше периода разгорания).

Вспышки — явление нередкое: в среднем одна вспышка приходится на каждые  $7^h$  жизни группы пятен (особенно часто они происходят в 8—15-й дни этой жизни), так что за время прохождения группы пятен по диску Солнца в ней происходит 30—50 вспышек, и в эпохи максимальной солнечной активности вспышки на Солнце происходят каждые два часа или около 300 вспышек за оборот. Вспышки возникают, как правило, в факельных областях и начинаются с разгорания ярких элементов факелов.

Две трети вспышек суть плоские протяженные *статические* образования, но в трети вспышек наблюдаются интенсивные движения со скоростями в сотни км/с (отметим, что параболическая скорость на Солнце равна 618 км/с), иногда приводящие к *выбросам* вещества под любыми углами к вертикали до высот порядка  $10^5$  км с последующим падением обратно *по тому же пути*. Вспышки сопровождаются также излучением рентгена, ультрафиолета (главным образом линии  $L_\alpha$ ), так называемыми *большими всплесками* радиоизлучения, испусканием корпускулярных потоков и космических лучей.

Последнее указывает на действие во время вспышек каких-то механизмов ускорения микрочастиц, содержащих, очевидно, переменные магнитные поля. Прямое измерение магнитных полей показало, что вспышки, по-видимому, приурочены к зонам между магнитными полями разной полярности, в которых скорости изменений магнитного поля наиболее велики. Наконец, весьма существенным для понимания природы вспышек фактом является то, что вспышки суть *сгущения* хромосферной плазмы — плотность в них в  $10^2$  —  $10^4$  раз больше, чем в окружающей хромосфере. Это и объясняет резкое усиление излучения (и последующее охлаждение области вспышки). Таким образом, возникает представление об образовании вспышек в результате сжатия газа в области «столкновений» между возрастающими магнитными полями.

#### д) Протуберанцы

Это лентообразные холодные сгущения газа во внутренней короне, видимые на краю Солнца как светящиеся выступы, а на диске, в свете ядер фраунгоферовых линий (например, бальмеровской линии водорода  $H_\alpha$ ) — как темные волокна. Типичный спокойный протуберанец имеет длину порядка 200 тыс. км (иногда она доходит даже до 1900 тыс. км), высоту 50 тыс. км и ширину не более 6 тыс. км и состоит из нитей диаметрами порядка 1 тыс. км; его среднее время жизни — 3 оборота Солнца. Протуберанцы наблюдаются, во-первых, в зоне широт  $10^\circ$  —  $40^\circ$ , содержащей зону солнечных пятен, но простирающуюся дальше к полюсам и, во-вторых, в высоких широтах (венцы полярных протуберанцев).

Протуберанцы, связанные с пятнами, нередко имеют форму арок, дуг, фонтанов и петель, вероятно, следующих магнитным силовым линиям; сконденсированное в них вещество преимущественно стекает вниз. Они почти всегда возникают в факельной области, как правило, с ее полярной стороны, причем волокно обычно направлено к пятну (80% волокон — к пятну  $p$ ) и, по-видимому, в момент образования пятна расположено по меридиану. Затем волокно растягивается (в среднем на 100 тыс. км за оборот) и приобретает специфическую форму деформированного дифференциальным вращением Солнца отрезка меридиана, при которой высокоширотная часть волокна приближается к восточно-западному направле-

нию. Кроме того, волокно слегка смещается к полюсу (со скоростью от  $2^{\circ},3$  широты за оборот в широтной зоне  $0^{\circ} - 10^{\circ}$  до  $0^{\circ},8$  за оборот в зоне  $51^{\circ} - 69^{\circ}$ ); это смещение происходит путем разрушения низкоширотного и наращивания высокоширотного концов волокна. Наконец, почти все волокна претерпевают фазу внезапного исчезновения — за несколько часов стекают в хромосферу или всплывают в корону или просто сжимаются, а через несколько дней вновь возникают в старой форме.

Корона на высоте протуберанцев 50 тыс. км характеризуется температурами порядка  $700\,000^{\circ}$  и плотностями числа электронов порядка  $2 \cdot 10^8$ . В протуберанцах при том же давлении температуры будут приблизительно обратно пропорциональными плотностям: типичная температура —  $15\,000^{\circ}$ , электронная плотность —  $2 \cdot 10^{10}$ ; при этом плотность вещества равна  $2 \cdot 10^{-14}$  г/см<sup>3</sup>, и при скоростях порядка 5 км/с плотность кинетической энергии равна  $0,002$  эрг/см<sup>3</sup>. Магнитное поле с такой плотностью энергии будет иметь напряженность 0,2 гаусса, тогда как над пятном с полем в 3500 гаусс на высоте 50 тыс. км будет поле порядка трех гауссов. Таким образом, движением вещества в протуберанцах управляет магнитное поле.

Конденсации холодного вещества в короне могут создаваться ее тепловой неустойчивостью; излучение в ней пропорционально квадрату плотности, при свободном-свободных переходах протонов и электронов оно пропорционально  $T^{-1/2}$ , при свободно-связанных переходах  $T^{-3/2}$ , так что повышения плотности и понижения температуры должны усиливаться, пока «тепло конденсации» может излучаться.

#### е) К о р о н а л ь н ы е л у ч и и д ы р ы

В короне выделяются *лучи*, которые имеют толщину у основания порядка 7 тыс. км и электронную плотность в пять раз больше, чем в окружающем веществе. Лучи тесно связаны с протуберанцами (на краю диска они часто совпадают) и, по-видимому, обычно являются корональными оболочками волокон; последние определяют общее распределение изофот белой короны. Одной из распространенных форм структуры короны являются *опалла* — лучи, склоняющиеся над системой концентрических дуг, охватывающих относительно темный купол, окружающий протуберанец.

Одним из важных событий в изучении Солнца в середине семидесятых годов было открытие радиальных областей разрежения короны — корональных дыр, и их связи с высокоскоростными струями солнечного ветра; см. обзор Дж. Зиркера (1977). Основной материал о «дырах» был накоплен на орбитальной космической станции «Скайлэб», хотя были привлечены и наземные наблюдения. Эти «дыры» формируются в фотосфере, но контролируются магнитным полем внутренней короны. Хотя «дыры» имеют тенденцию группироваться в полярных областях Солнца, их вращение жестко связано с вращением экваториальной зоны. Расхождение магнитных силовых линий в короне действует как сопло Лавала — движение газа в областях расхождения силовых линий ускоряется до сверхзвуковых скоростей и приводит к разрежению газа.

#### ж) Ц е н т р ы а к т и в н о с т и

Это области на Солнце, в которых происходят в определенной последовательности явления, рассмотренные выше.

В *первый* день появляются факельные пятнышки, быстро удлиняющиеся в восточно-западном направлении с западными концами ближе к эквато-

ру. На *второй* день в западной части факельной области образуется первое пятно. На пятый день в восточной части факельной области образуется второе пятно, между пятнами  $p$  и  $f$  появляются многочисленные мелкие пятна, первые хромосферные вспышки, выбросы и короткоживущие волокна. На 11-й день пятна достигают максимального развития, окружены большими полутенями, факельная область продолжает разрастаться, активность вспышек усиливается. К 27-му дню все пятна, кроме  $p$ , уже исчезают, вспышки становятся реже, но факельная область еще растет, и волокно с ее полярной стороны, образующее с меридианом угол около  $40^\circ$  и направленное на пятно  $p$ , становится устойчивым.

К 54-му дню пятен уже не остается, факельная область становится менее яркой и разрезается пополам волокном, достигающим длины около 100 тыс. км и приближающимся к восточно-западному направлению. К 81-му дню факел превращается в редкую сетку, волокно продолжает удлиняться дифференциальным вращением. К 108-му дню факел рассыдается, сохраняются лишь тонкая структура хромосферы и волокно, достигающее своей максимальной длины. На 135-й день остается лишь укорачивающееся и слегка смещающееся к полюсу волокно. За 162-270 дни оно достигает полярной кроны протуберанцев и сливается с ней. Ведущим фактором в развитии центра активности является, по-видимому, *магнитное поле*.

### з) Гелиомагнитное поле

Представление о магнитном поле Солнца в целом излагается в статье Г. В. Бэбкока (1961). Результаты глобальных съемок гелиомагнитного поля опубликованы В. Бумбой и Р. Ховардом (1965), см. также обзор Р. Ховарда (1967). Их магнитогидродинамическая интерпретация предлагается в работах В. Старра и П. Гилмана (1965—1968). Пример глобальной съемки гелиомагнитного поля (за август 1959 г., вскоре после максимума солнечной активности) приведен на рис. 4. Он демонстрирует наличие

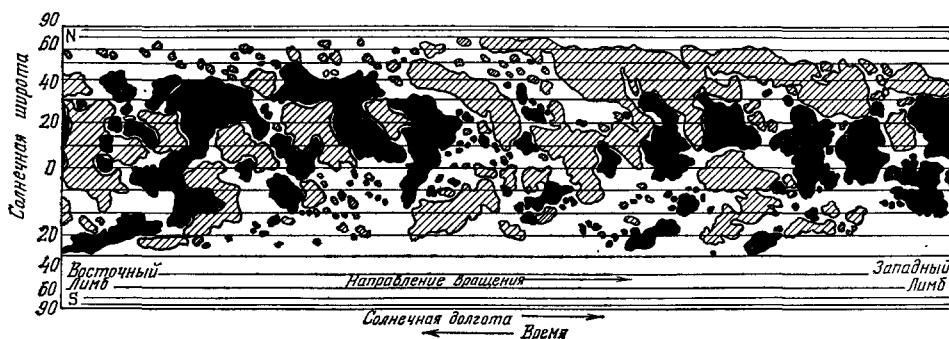


Рис. 4. Гелиомагнитное поле за один период вращения Солнца (август 1959 г.), по В. Бумбе и Р. Ховарду.

Закрашены и заштрихованы области с компонентой магнитного поля вдоль луча зрения более 2 Гс; закрашенные области — положительная, заштрихованные — отрицательная полярность магнитного поля.

многочисленных БМО и УМО с типичными значениями напряженности магнитного поля (вне пятен) 1—20 Гс. В широтной зоне  $|\varphi| < 40^\circ$  господствуют БМО; на каждой фиксированной широте в этой зоне области положительной и отрицательной полярности чередуются с преобладающим долготным волновым числом  $m = 6$ ; оси этих областей наклонены к кругам широты так, что их западные концы ближе к экватору, чем восточные.

Поскольку движение происходит приблизительно вдоль магнитных силовых линий, контуры этих областей, по-видимому, очерчивают волны Россби на восточно-западном течении. В каждой из полярных областей  $|\varphi| > 40^\circ$  господствуют УМО соответствующей полярности, что можно считать указанием на существование *полоидальной* составляющей гелиомагнитного поля.

### 3. ВРАЩЕНИЕ СОЛНЦА

Сводки знаний о вращении Солнца см. в обзорах П. Гилмана (1974), Р. Ховарда (1975) и Б. Дарни (1976).

#### а) Фактические данные

Измерять вращение солнечной атмосферы можно двумя способами: во-первых, по движению плавающих в ней достаточно долго живущих неоднородностей — солнечных пятен, волокон, факелов, магнитных полей, корональных лучей и т. д. (хотя они и могут обладать собственными движениями относительно вращающейся атмосферы) и, во-вторых, по доплеровскому сдвигу спектральных линий, излучаемых той или иной областью солнечной атмосферы (хотя здесь на полезный сигнал налагаются интенсивные помехи, в частности, от движений в гранулах и особенно супергранулах и от рассеянного излучения других областей солнечной атмосферы).

Первые измерения дифференциального (по широте) вращения видимой поверхности Солнца (фотосферы) были осуществлены путем прослеживания за движением солнечных пятен, причем брались долгоживущие пятна, пересекающие центральный меридиан Солнца не менее двух раз (это — передние, или р-пятна в некоторых центрах активности). Этот метод пригоден, конечно, лишь в пределах «королевских широт». Таким способом была построена эмпирическая формула Ньютона и Ханна (1.1). Наиболее обширные измерения движения пятен проделаны по данным Гринвичского каталога солнечных пятен за 76 лет Ф. Уордом (1964, 1965 а, б, 1966, а, б, в), получившим в среднем по всем группам пятен скорости вращения на всех широтах на 1% больше, чем по (1.1), причем мелкие группы движутся быстрее крупных, и вытянутые по долготе — быстрее округлых. Уорд обнаружил также заметные отклонения движений пятен от равномерного дифференциального вращения, которые мы будем обсуждать ниже. Напомним здесь же, что замеченная А. Маундер восточно-западная асимметрия в видимости пятен, а также различия в форме и эволюции р- и f-пятен могут быть истолкованы как следствия роста с высотой угловой скорости вращения фотосферы и нижней хромосферы.

Согласно результатам Дж. Уилкокса и Р. Ховарда (1970), крупномасштабные фотосферные магнитные поля типа рис. 4 в экваториальной зоне вращаются с такой же скоростью, а в более высоких широтах — быстрее, чем солнечные пятна (причем скорости их вращения испытывают значительные флуктуации; на широтах  $10^\circ$  —  $25^\circ$  у очень долго живущих магнитных полей дифференциальность вращения оказывается значительно менее выраженной, чем у короткоживущих полей, или даже совсем отсутствующей). Из фотосферных образований упомянем еще полярные факелы на широтах  $|\varphi| > 60^\circ$ , обнаруживающие отчетливо дифференциальное и особенно медленное вращение.

Переходя к более высоким слоям солнечной атмосферы, отметим, что для волокон во внутренней короне зарегистрировано дифференциальное вращение (оно их и растягивает), чуть более быстрое, чем у солнечных

пятах. Почти в точности такие же скорости вращения внутренней короны были получены спектроскопическими методами в работах Р. Ханзена, С. Ф. Ханзен и Х. Лумиса (1969) и ряда последующих авторов, причем следует подчеркнуть, что в большинстве случаев каких-либо заметных изменений с высотой угловой скорости вращения хромосферы и внутренней короны (до расстояний около  $2R_{\odot}$ ) не обнаружено.

Несколько отличающиеся от всех перечисленных результаты были получены по доплеровскому сдвигу спектральных линий фотосферного излучения. Наиболее обширные измерения такого рода выполнены с помощью солнечного магнитографа на обсерватории Маунт Вильсон; см.

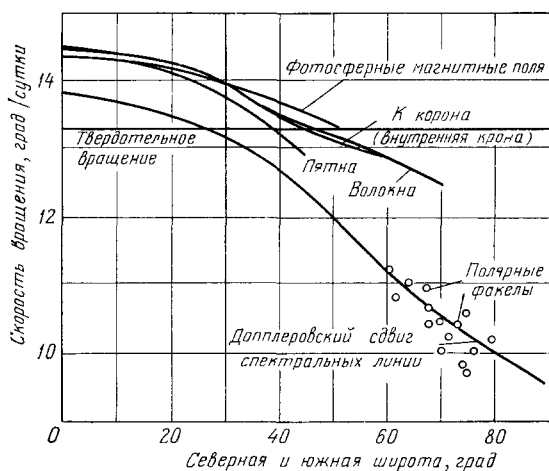


Рис. 5. Угловые скорости вращения атмосферы Солнца на разных широтах.

публикации Р. Ховарда и Дж. Харви (1970) и Р. Ховарда (1971). Эти измерения производились ежедневно, начиная с 1966 г., в сетке точек, покрывающей весь солнечный диск, причем точность измерения компоненты скорости фотосферного газа по лучу зрения достигала 10 м/с. Измерения обнаружили, во-первых, более медленное вращение фотосферы на всех широтах, чем по движению солнечных пятен (периоды вращения больше приблизительно на одни сутки). Во-вторых, обнаружены существенные колебания скорости вращения со временем, достигающие 10 — 20 % от среднего значения. Некоторые из этих колебаний, по-видимому, создаются налагающимися на среднее дифференциальное вращение крупномасштабными движениями — радиальными движениями со скоростями 50—75 м/с и с горизонтальными масштабами много больше, чем у супергранул, и горизонтальными движениями со скоростями до 40—50 м/с и с периодами по долготе порядка  $25^{\circ}$ . В-третьих, обнаружена слабая тенденция к увеличению скорости вращения при уменьшении солнечной активности.

Сводка всех перечисленных данных изображена на рис. 5, из которого видно, что скорости вращения фотосферных магнитных полей, солнечных пятен, волокон и корональных лучей приблизительно совпадают, по крайней мере в экваториальной зоне Солнца, характеризуя, по-видимому, главным образом вращение магнитных силовых линий. Последние, вероятно, вращаются вместе с высоко ионизированным веществом под слоями грануляции и супергрануляции и в свою очередь увлекают с собою сильно ионизированный разреженный газ верхней хромосферы и короны. В фотосфере же и в нижней хромосфере газ ионизирован слабо и почти не увлекается движущимися сквозь него магнитными силовыми линиями, в среднем отставая от их движения, как это показывает доплеровский сдвиг спектральных линий фотосферного излучения. Если принять эти представления, то первичным будет дифференциальное вращение вещества с магнитным полем под слоями грануляции и супергрануляции; вращение фотосферы и нижней хромосферы будет вторичным эффектом, создаваемым переносом импульса снизу, от первично вращающихся слоев, посредством

конвекционных движений — супергранул и гранул; также вторичным будет вращение верхней хромосферы и короны, создаваемое вращением магнитных силовых линий, возможно, с некоторым влиянием переноса импульса снизу посредством акустических, гравитационных и магнито-гидродинамических волн.

### б) Вращение солнечного ветра

Солнечная плазма, хотя и в крайне разреженной форме (за пределами расстояний от Солнца в несколько  $R_{\odot}$  — практически без столкновений образующих ее частиц), вместе с магнитным полем распространяется далеко за пределы короны в виде так называемого солнечного ветра (см. обзор Р. Люста, 1972). Его вращение вокруг Солнца можно оценивать по направлениям кометных хвостов (см. работу Дж. Брандта и Дж. Хейзе, 1970), а также по прямым измерениям с космических аппаратов. Измерения 1962—1967 гг. около орбиты Земли (расстояние от Солнца в  $215 R_{\odot}$ ) с космического аппарата «Маринер-2» и искусственных спутников Земли «Вела-2,3,4» и «ИМП-1» показали, что в среднем концентрация частиц в солнечном ветре здесь составляет  $5 \text{ см}^{-3}$  (из положительно заряженных частиц 95% — протоны и 4,5% —  $\alpha$ -частицы; поток заряда положительных частиц равен  $1,75 \cdot 10^8$  зарядов электрона на  $\text{см}^2$  в секунду; средняя температура протонов  $4 \cdot 10^4 \text{ К}$ , вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля она вдвое больше, чем поперек; температура  $\alpha$ -частиц вчетверо больше, электронов — втрое больше, чем протонов). По данным спутников «Вела», средняя скорость солнечного ветра равна  $320 \text{ км/с}$ , а ее направление отклоняется от радиального на  $1,5^\circ$  в сторону вращения Солнца, чему отвечает азимутальная скорость в  $10 \text{ км/с}$  — вчетверо больше, чем на поверхности Солнца (такое же значение получается из направлений кометных хвостов). Из закона сохранения момента импульса  $rv_{\lambda} = \text{const}$  азимутальная скорость  $v_{\lambda}$  у орбиты Земли получилась бы в  $r/R_{\odot} = 215$  раз меньше, чем у поверхности Солнца. Следовательно, должен существовать уходящий от Солнца значительный поток момента импульса  $F$ . Попробуем оценить его величину.

Средняя напряженность магнитного поля в солнечном ветре около земной орбиты оказалась равной около  $5 \cdot 10^{-5} \text{ Гс}$ ; при этом плотность энергии магнитного поля много меньше плотности кинетической энергии, так что поле уносится солнечным ветром, и его силовые линии имеют форму архимедовых спиралей, выходящих из Солнца. Если радиальная скорость солнечного ветра  $v_r$  постоянна, то такое поле описывается формулой Э. Паркера (1958),

$$B_r = B_{r0} \left( \frac{r_{\odot}}{r} \right)^2, \quad B_{\theta} = 0, \quad B_{\lambda} = B_r \frac{\omega r \sin \theta}{v_r}, \quad (3.1)$$

где  $B_{r0}$  — поле на той же магнитной силовой линии на поверхности Солнца, а  $\omega$  — угловая скорость ее вращения. Такое поле создает действующий на Солнце тормозящий крутильный момент (т. е. уходящий поток момента импульса):

$$F = r^3 \int_0^{\pi} \sin^2 \theta d\theta \int_0^{2\pi} \frac{B_r B_{\lambda}}{4\pi} d\lambda \approx \frac{1}{3} \frac{\omega}{v_r} (r_{\odot}^2 B_{r0})^2, \quad (3.2)$$

где правая часть вычислена в предположении  $B_{r0} = \text{const}$ . При  $v_r = 400 \text{ км/с}$  и  $B_{r0} = 2 \text{ Гс}$  (последнее дает около земной орбиты  $B_r = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Гс}$ ) получается  $F = 4 \cdot 10^{30} \text{ дин} \cdot \text{см}$ . Кроме того, поскольку в солнечном ветре имеется азимутальное движение со скоростью  $v_{\lambda}$ , имеет-

ся еще дополнительный перенос момента импульса газом (а также распространяющимися в нем волнами, прежде всего — магнитогидродинамическими). Поэтому  $F$  может достигать  $(7-8) \cdot 10^{30}$  дин·см. Если Солнце вращается приблизительно как твердое тело, то его суммарный момент импульса будет порядка  $2 \cdot 10^{48}$  г·см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup>, а на внешний конвективный слой будет приходиться десятая часть этой величины, и крутящий момент  $F$  сможет затормозить вращение всего Солнца за  $10^{10}$  лет, а одного только конвективного слоя — за  $10^9$  лет.

К. Шаттен (1973) приводит ряд аргументов в пользу того, что в течение большей части солнечного цикла (особенно в эпохи минимумов солнечной активности) солнечный ветер связан магнитными силовыми линиями с полярными областями Солнца, так что тормозящий момент  $F$  приложен именно к ним. Тогда, если бы турбулентная вязкость  $\eta$  в дифференциально вращающемся слое была не слишком большой, то момент  $F$  смог бы создать дифференциальное вращение  $\delta\omega$  ( $\delta\omega = 3 \cdot 10^{-7}$  с<sup>-1</sup> — это разность угловых скоростей вращения экваториальной и полярной зон) за время  $\delta t = I\delta\omega/(F/2)$ , где  $I$  — момент инерции вращающегося слоя в полярной зоне. Приписав этому объему массу  $m = 0,002 m_{\odot} = 4 \cdot 10^{30}$  г, получаем момент инерции  $I = (1/2) m r_{\odot}^2 = 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>, и при  $F/2 = 5 \cdot 10^{30}$  дин·см получается  $\delta t = 2 \cdot 10^7$  лет, т. е. наблюдаемое дифференциальное вращение установилось бы сравнительно быстро. Нужное для этого вывода условие малости вязкости сводится к тому, что вязкое напряжение  $(\eta' r_{\odot}) \partial v_{\lambda} / \partial \theta$  должно быть много меньше напряжения, создаваемого крутильным моментом  $F$ , которое оценивается величиной  $6 \cdot 10^{-2}$  дин/см<sup>2</sup>. Поскольку в дифференциальном вращении  $(1/r_{\odot}) \partial v_{\lambda} / \partial \theta \approx 3 \cdot 10^{-7}$  с<sup>-1</sup>, вязкость  $\eta$  должна быть много меньше, чем  $2 \cdot 10^5$  г/см с. Однако среднее значение турбулентной вязкости в конвективном слое Солнца оценивается величиной  $\eta = 5 \cdot 10^9$  г/см с — на шесть порядков больше значения, принимавшегося К. Шаттенем. Поэтому, в противоположность его выводу, приходится признать, что конвективный слой реагирует на тормозящее действие солнечного ветра практически как твердое тело, так что это торможение, хотя и прилагаемое преимущественно к полярным районам, дифференциальности вращения создать не может. Х. Кёлер (1970) отмечает, что при такой большой вязкости для обеспечения наблюдаемого вертикального потока момента импульса в конвективной зоне достаточно иметь лишь очень небольшой вертикальный градиент угловой скорости вращения. Действительно, из условия

$$\eta r^2 \sin^2 \theta \frac{\partial \omega}{\partial r} = \frac{F}{4\pi r_{\odot}^2}, \quad \frac{\partial \omega}{\partial r} \approx \frac{\Delta \omega}{0,2 r_{\odot}}, \quad (3.3)$$

при  $\theta = \pi/2$  и  $\eta = 5 \cdot 10^9$  г/см·с получается  $\Delta \omega / \omega \sim 10^{-6}$ .

Таким образом, хотя унос момента импульса солнечным ветром ответствен за замедление вращения Солнца в течение всей его эволюции (и служит объяснением тому, что по крайней мере внешние слои Солнца сейчас вращаются медленно), для дифференциальности вращения Солнца этот процесс, по-видимому, несуществен.

### в) Сплюснутость Солнца

Если только что рассмотренное вращение солнечного ветра доступно непосредственному измерению, то о вращении глубоких внутренних недр Солнца, к рассмотрению которого мы теперь переходим, можно судить лишь по косвенным признакам. Одним из них может служить сплюснутость поверхности Солнца вдоль оси его вращения  $\delta r / r_{\odot}$ , где  $\delta r = r_{\text{экв}} - r_{\text{пол}}$  — разность экваториального и полярного радиусов. Сплюснутость можно рассчитать, в пренебрежении всеми магнитными и гидродинамическими напряжениями в поверхностных слоях Солнца, кроме напряжений, создаваемых вращением этих слоев  $\omega = \omega(R)$ ,  $R = r \sin \theta$ , из условия их равновесия

$$\begin{aligned} \nabla p + \rho \nabla \Phi &= 0; \\ \Phi &= \Phi_0 - \int_0^R R \omega^2(R) dR; \\ \Phi_0 &\approx - \frac{G m_{\odot}}{r} \left[ 1 - J_2 P_2(\cos \theta) \left( \frac{r_{\odot}}{r} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (3.4)$$

где  $\Phi_0$  — гравитационный потенциал, представленный как сумма монополя и квадруполья ( $J_2$  — мера квадрупольного гравитационного момента,  $P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$  — полином Лежандра), а  $\Phi$  — эффективный потенциал, в который включен потенциал центробежного ускорения. Из первого уравнения (3.4) видно, что поверхности  $\rho = \text{const}$  и  $\Phi = \text{const}$  совпадают. Вихрь этого уравнения дает  $\Delta\rho \times \Delta\Phi = 0$ , откуда и следует совпадение поверхностей  $\Phi = \text{const}$  и  $\rho = \text{const}$  (а вследствие постоянства молекулярного веса с ними совпадают и поверхности постоянной температуры  $T = T(\rho, \rho) = \text{const}$ ). Известно, что видимый край Солнца (лимб), определяемый условием, что касательный к нему луч пронизывает вещество единичной оптической толщины, с очень большой точностью совпадает с поверхностью  $\rho = \text{const}$ . Таким образом, лимб является также поверхностью  $\Phi = \text{const}$ . Тогда, считая сплюснутость малой, при  $\omega \approx \text{const}$  из (3.4) получаем

$$\frac{\delta r}{r_\odot} \approx \frac{3}{2} J_2 + \frac{1}{2} \frac{\omega^2 r_\odot}{g}. \quad (3.5)$$

Для поверхности Солнца второе слагаемое здесь равняется  $0,93 \cdot 10^{-5}$  и соответствует разности между экваториальным и полярным радиусами Солнца всего в 7 км или только  $0,01''$  на видимом диске Солнца. Тем не менее Р. Дикке и М. Гольденберг (1967) предприняли измерение этой крошечной величины, закрывая Солнце вращающимся диском с двумя диаметрально противоположными щелями слегка различающихся размеров, пропускающими свет (брались два различных участка спектра) от узких полосок около края Солнца (брались три различные ширины полосок — в  $6,5''$ ;  $12,8''$  и  $19,1''$  на видимом диске Солнца). Анализ проходящих световых сигналов привел к значению  $\delta r/r = (5,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$ , т.е. к разности между экваториальным и полярным радиусами на видимом диске Солнца в  $0,05''$  (что при щели шириной около  $20''$  давало вариации проходящего светового потока порядка  $0,05/20 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ , по-видимому, значительно большие, чем вариации яркости Солнца у лимба между экватором и полюсами — последние, по измерениям Дикке и Гольденберга, были крайне малыми, отвечая разностям температур между экватором и полюсами не больше  $3^\circ$ ).

Дикке и Гольденберг расценили свой результат как обнаружение у гравитационного поля Солнца заметного квадрупольного момента, который может быть создан быстрым вращением (с периодом в 1—2 суток) и потому значительной сплюснутостью плотного солнечного ядра. Однако, новые весьма тщательные измерения Г. Хилла с соавторами (1974) не подтвердили сколько-нибудь заметного вклада  $J_2$  в сплюснутость Солнца (3.5). Поэтому вывод Дикке и Гольденберга о быстром вращении солнечного ядра и, значит, убывании угловой скорости вращения изнутри наружу, лишается подтверждения. Отметим, что названные работы вызвали широкую дискуссию и породили обширную литературу.

#### г) Г и д р о д и н а м и к а д и ф ф е р е н ц и а л ь н о г о в р а щ е н и я

Переходя к рассмотрению попыток теоретического объяснения наблюдаемого дифференциального вращения внешних слоев Солнца, отметим, прежде всего, что поддержание дифференциального вращения против действия сил вязкости требует наличия потока момента импульса в экваториальную зону, создаваемого как регулярными «колесами циркуляции»

в меридиональных плоскостях, так и «турбулентностью» — конвекцией в форме гранул, супергранул и гигантских конвективных ячеек и/или волнами Россби, причем гигантские ячейки, подверженные влиянию вращения Солнца, и волны Россби в конвективной зоне Солнца — это почти что одно и то же. Для расчета этого потока момента импульса следует использовать уравнения гидродинамики турбулентного движения. В применении к конвективной зоне Солнца уравнения гидродинамики представляется возможным записывать в приближении Буссинеска. Это, во-первых, известные уравнения движения в сферической системе координат  $r, \theta, \lambda$  ( $r$  — радиальная координата,  $\theta$  — дополнение широты,  $\lambda$  — долгота), вращающейся со средней угловой скоростью вращения Солнца  $\Omega = \text{const}$ . Далее мы выпишем результат их осреднения, используя следующие обозначения:  $v_r, v_\theta, v_\lambda$  — компоненты скорости;  $P = (\rho_*/\rho_0)(p - p_0)$  — нормированное отклонение давления от его статического значения  $p_0 = p_0(r)$ , связанного со статическим значением плотности  $\rho_0 = \rho_0(r)$ , уравнением гидростатики  $\partial p_0/\partial r = -g\rho_0$ , причем  $g \approx g_0 (r_0/r)^2$  — ускорение силы тяжести ( $g_0$  — его значение на поверхности Солнца  $r = r_0$ ), а  $\rho_*$  — потенциальная плотность, определяемая соотношением

$$\frac{g}{\rho_*} \frac{\partial \rho_*}{\partial r} = \frac{g}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho_0}{\partial r} + \frac{g\rho_0}{c_0^2} \right) \equiv N^2,$$

причем  $c_0 = c_0(r)$  — статическое значение скорости звука;  $\xi$  — нормированное (делением на удельную теплоемкость при постоянном давлении) и линеаризованное по отклонениям давления и плотности отклонение удельной энтропии от ее статического значения;  $\tau_{ij}$  — тензор вязких напряжений. Во-вторых, это — уравнение неразрывности, которое здесь возьмем в форме условия бездивергентности поля скорости (более точной была бы бездивергентность потока массы). В-третьих, это — уравнение эволюции энтропии, в котором из неадиабатических факторов в конвективной зоне Солнца учитывается только приток тепла за счет молекулярной теплопроводности  $c_p \rho_0 \chi$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 v_r \xi + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta v_\theta \xi + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} v_\lambda \xi = \\ = \frac{N^2}{g} v_r + \frac{1}{\rho_0 T_0} \text{div } \rho_0 \chi \nabla T. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Для расчета характеристик турбулентных движений перечисленные уравнения следует осреднить, считая, что осредненные характеристики (которые будем обозначать черточками над буквами) не зависят от времени и долготы, так что они могут зависеть лишь от  $r$  и  $\theta$ . Осреднив уравнение неразрывности, получим

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \bar{v}_r + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \bar{v}_\theta = 0, \quad (3.7)$$

откуда видно, что осредненная меридиональная циркуляция может быть описана при помощи функции тока  $\psi$ , определяемой соотношениями

$$\bar{v}_r = -\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad \bar{v}_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (3.8)$$

Осреднив уравнения движения и пренебрегая молекулярными потоками импульса по сравнению с конвективными потоками, получаем уравнения

Рейнольдса

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \bar{v}_r^2 + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \bar{v}_r \bar{v}_\theta - \frac{\bar{v}_\theta^2 + \bar{v}_\lambda^2}{r} = \\ = \Omega^2 r \sin^2 \theta + 2\Omega \sin \theta \bar{v}_\lambda - \frac{1}{\rho_*} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + g \bar{\zeta} - \\ - \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 b_{rr} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta b_{r\theta} - \frac{b_{\theta\theta} + b_{\lambda\lambda}}{r} \right); \quad (3.9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} r^3 \bar{v}_\theta \bar{v}_r + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \bar{v}_\theta^2 - \frac{\text{ctg} \theta \bar{v}_\lambda}{r} = \\ = \Omega^2 r \sin^2 \theta + 2\Omega \cos \theta \bar{v}_\lambda - \frac{1}{\rho_* r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} - \\ - \left( \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} r^3 b_{\theta r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta b_{\theta\theta} - \frac{\text{ctg} \theta b_{\lambda\lambda}}{r} \right); \quad (3.10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} r^3 \bar{v}_\lambda \bar{v}_r + \frac{\theta}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin^2 \theta \bar{v}_\lambda \bar{v}_\theta = \\ = -2\Omega \sin \theta \bar{v}_r - 2\Omega \cos \theta \bar{v}_\theta - \left( \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} r^3 b_{\lambda r} + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin^2 \theta b_{\lambda\theta} \right), \quad (3.11) \end{aligned}$$

где принято обозначение  $b_{ij} = \bar{v}_i \bar{v}_j$ , причем штрихами обозначаются пульсации, т. е. отклонения от средних значений. Аналогичным образом уравнение эволюции энтропии (3.6) в результате осреднения принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \bar{v}_r \bar{\zeta}_1 + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \bar{v}_\theta \bar{\zeta}_1 = \\ = - \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 b_{r\zeta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta b_{\theta\zeta} \right); \quad (3.12) \end{aligned}$$

где  $\bar{\zeta}_1 = \bar{\zeta} - \zeta_0$ , и  $\zeta_0 = \zeta_0(r)$  определяется из соотношения  $\partial \zeta_0 / \partial r = N^2/g$ .

#### д) Напряжения Рейнольдса

Эмпирические оценки напряжений Рейнольдса  $b_{\theta\theta}$ ,  $b_{\lambda\lambda}$  и  $b_{\theta\lambda}$  в фотосфере Солнца были получены Ф. Уордом (1964, 1965, а, б, 1966, а, б, в) по данным о движении солнечных пятен. Им найдены значения порядка  $\sqrt{b_{\theta\theta}} \sim 0,4$  град/сутки  $\approx 25$  м/с и  $\sqrt{b_{\lambda\lambda}} \sim 0,8$  град/сутки  $\approx 50$  м/с (второе из этих значений — такого же порядка, как разность линейных скоростей дифференциального вращения между экватором и широтой  $35^\circ$ ), тогда как осредненная меридиональная скорость  $\bar{v}_\theta$  значительно отличалась от нуля лишь между широтами  $\pm 5^\circ$  (где была направлена к экватору, но составляла в среднем лишь  $\sim 0,03$  град/сутки  $\approx 2$  м/с). Отсюда видно, что напряжения Рейнольдса должны играть в уравнениях Рейнольдса (3.9) — (3.11) весьма существенную роль.

Ф. Уорд обнаружил значимую положительную корреляцию между движениями пятен на запад и в сторону экватора, так что пятна, движущиеся на запад быстрее среднего, имеют тенденцию смещаться к экватору, а движущиеся на запад медленнее среднего имеют тенденцию смещаться к полюсам или смещаться к экватору медленнее среднего (Р. Лейтон оспаривал значение этой корреляции, считая ее создаваемой специфическим поведением пятен, в частности, наклонами осей группы пятен ко кругам широты).

Поскольку  $r \sin \theta v'_\lambda$  суть флуктуации момента импульса на единицу массы относительно оси вращения,  $\Pi = r \sin \theta v'_\lambda v'_\lambda$  — турбулентный поток

этого момента импульса по меридиану (положительный с севера на юг), а  $\bar{\Pi} = \oint \Pi r \sin \theta d\lambda = 2\pi r^2 \sin^2 \theta b_{\theta\lambda}$  — суммарное значение такого потока на круге широты, обнаруженная Ф. Уордом корреляция ( $b_{\theta\lambda} > 0$  в северном полушарии и  $b_{\theta\lambda} < 0$  в южном полушарии) означает, что момент импульса переносится по меридиану в сторону экватора, против градиента угловой скорости дифференциального вращения  $\omega = \bar{v}_\lambda / r \sin \theta$ , так что маркируемые солнечными пятнами нерегулярные движения статистически создают отрицательную вязкость (см. В. Старр и П. Гилман

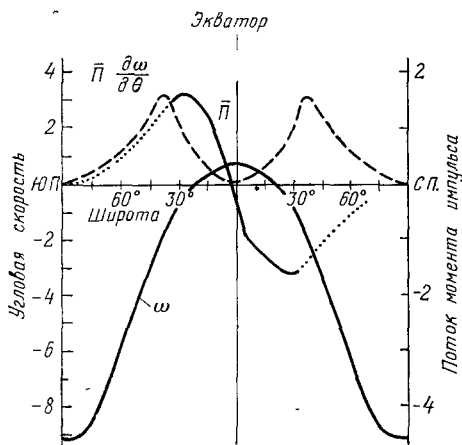


Рис. 6. Угловая скорость дифференциального вращения Солнца в  $10^{-7}$  рад/с, меридиональный турбулентный поток момента импульса  $\bar{\Pi} = 2\pi r^2 \sin^2 \theta b_{\theta\lambda}$  в  $3,14 \cdot 10^{29}$  г·см<sup>2</sup>/с<sup>3</sup> и скорость преобразования кинетической энергии нерегулярных движений в энергию дифференциального вращения  $\bar{\Pi} \partial \omega / \partial \theta$ , по В. Старру (1971).

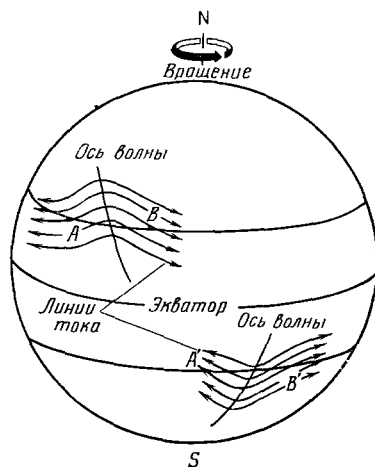


Рис. 7. Асимметрия волн на западно-восточном течении в солнечной фотосфере.

(1965, а, б, 1968; В. Старр, 1971). Эмпирические значения  $\omega$ ,  $\bar{\Pi}$  и скорости  $\bar{\Pi} \partial \omega / \partial \theta > 0$  преобразования кинетической энергии нерегулярных движений в энергию зонального течения (дифференциального вращения) вследствие отрицательной вязкости, построенные В. Старром (1971) по материалам как солнечных пятен, так и измерений доплеровского сдвига, приведены на рис. 6.

Аналогичные эффекты проявляются в атмосфере Земли в широтных окрестностях тропосферных струйных течений как в северном, так и в южном полушарии. Аналогично земной атмосфере корреляция между  $v'_\theta$  и  $v'_\lambda$  может быть интерпретирована как результат асимметрии волн на западно-восточном течении (рис. 7): в солнечной фотосфере оси их гребней, направленные к полюсам, должны иметь наклоны в сторону восточного лимба, так что момент импульса и его поток к экватору перед волнами (в точках B и B') оказываются больше, чем момент импульса и его поток от экватора за волнами (в точках A и A'). Поскольку электропроводность в солнечной плазме весьма велика, магнитное поле «вморожено» в движущийся газ, и его контуры очерчиваются линиями тока, так что вышеуказанные наклоны осей волн видны и в конфигурациях областей одинаковой полярности магнитного поля типа рис. 2.2. В. Старр и П. Гилман (1965, а) установили, что при этом напряжения Максвелла  $(1/4\pi) \bar{H}'_\theta \bar{H}'_\lambda$

создают поток момента импульса от экватора к полюсам, т. е. тормозят дифференциальное вращение (при этом за счет кинетической энергии дифференциального вращения генерируется нерегулярное магнитное поле). При средних квадратичных значениях  $H'_\theta$ ,  $H'_\lambda \sim 7$  Гс напряжения Максвелла сбалансировали бы эффект напряжений Рейнольдса  $b_{\theta\lambda}$ , но, видимо, фактически крупномасштабные флуктуации гелиомагнитного поля в среднем квадратичном меньше 7 Гс и лишь ослабляют, но не аннулируют действие отрицательной вязкости.

#### е) Г и п о т е з а а н и з о т р о п н о й в я з к о с т и

Для расчета дифференциального вращения из уравнений раздела г) гл. 3 можно выделить три уравнения относительно величин  $\omega$ ,  $\Phi$  и  $\xi_1$ , так что уравнение (3.11) приводится к виду

$$\frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} r^3 \left( -\frac{\omega + \Omega}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + b_{\lambda r} \right) + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \left[ (\omega + \Omega) \frac{\partial \Phi}{\partial r} + b_{\lambda \theta} \right] = 0. \quad (3.13)$$

Из уравнений (3.9) — (3.10) удобно исключить  $\bar{p}$  перекрестным дифференцированием (считая при этом потенциальную плотность  $\rho_*$  квазипостоянной), в результате чего получается

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left[ \frac{\partial (\Phi, \Omega_\lambda)}{\partial (r, \theta)} + \Omega_\lambda \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \right] + \\ & + r \sin^2 \theta \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial (\omega + \Omega)^2}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial (\omega + \Omega)^2}{\partial r} \right] = \\ & = -\frac{g}{r} \frac{\partial \xi_1}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 b_{rr} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta b_{r\theta} - \frac{b_{\theta\theta} + b_{\lambda\lambda}}{r} \right) - \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^3 b_{\theta r} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta b_{\theta\theta} - \operatorname{ctg} \theta b_{\lambda\lambda} \right), \quad (3.14) \end{aligned}$$

где  $\Omega_\lambda$  — вихрь скорости меридиональной циркуляции:

$$\Omega_\lambda = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial r \bar{v}_\theta}{\partial r} - \frac{\partial \bar{v}_r}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{r \sin \theta} \left( \Delta \Phi - \frac{2}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{2 \operatorname{ctg} \theta}{r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right). \quad (3.14')$$

Наконец, из (3.12) получаем

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \left( -\frac{\xi_1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + b_{r\xi} \right) + \\ & + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \left( -\frac{\xi_1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + b_{\theta\xi} \right) = 0. \quad (3.15) \end{aligned}$$

Три уравнения, (3.13) — (3.15), кроме трех основных неизвестных  $\Phi$ ,  $\omega$  и  $\xi_1$ , содержат также дополнительные неизвестные — напряжения Рейнольдса  $b_{ij}$  и турбулентные потоки энтропии  $b_{i\xi}$ , так что эти уравнения не замкнуты. Простейшим способом их замыкания было бы выражение дополнительных неизвестных через основные при помощи гипотез полуэмпирической теории турбулентности (правда, при этом возникает слишком большой элемент произвола). Этот способ применяется при попытках объяснить дифференциальное вращение Солнца анизотропией турбулентной вязкости, создаваемой конвективными движениями (эта анизотропия создается особой ролью вертикального направления, по которому действует сила тяжести; другое выделенное направление, — вдоль оси вращения Солнца, — для движений в гранулах и супергранулах, типичные периоды которых очень малы по сравнению с периодом вращения Солнца, не должно быть существенным). Турбулентная вязкость вводится при помощи основной гипотезы полуэмпирической теории турбулентности, по кото-

рой тензор напряжений Рейнольдса  $b_{ij}$  является линейной функцией от градиентов скоростей осредненного движения, т. е. от тензора  $\nabla_i \bar{v}_j$ . Коэффициенты такой линейной функции и играют роль коэффициентов турбулентной вязкости. Они, вообще говоря, образуют тензор четвертого ранга, но в теории анизотропной вязкости принимается, что он выражается через тензор второго ранга  $K_i^j$ , в сферических координатах имеющий диагональный вид с постоянными или зависящими только от  $r$  диагональными компонентами

$$K_\theta^0 = K_\lambda^\lambda = s K_r^r, \quad (3.16)$$

где  $s$  — коэффициент анизотропии. Первой работой этого направления, незаслуженно забытой большинством последующих авторов, была статья А. И. Лебединского (1944), который ввел соотношение (3.16) и показал, что при  $s \neq 1$  вращение Солнца, как твердого тела, не может удовлетворять уравнениям Рейнольдса, поэтому оно должно быть дифференциальным (так как конвективная турбулентность образуется вследствие тепловой неустойчивости, а не за счет энергии среднего движения, и неизотропная часть тензора напряжений Рейнольдса  $b_i^j = (1/3) b_\alpha^\alpha \delta_i^j$  является линейной функцией от  $\nabla_i \bar{v}_j$ , а не от тензора скоростей деформации  $\Phi_{ij} = \nabla_i \bar{v}_j + \nabla_j \bar{v}_i$ , и потому не обращается в нуль при  $\Phi_{ij} = 0$ ).

Позже эту же идею предложил Л. Бирман (1958, 1961). Уравнения Рейнольдса с анизотропной вязкостью (3.16) были выписаны И. Васютинским (1946). Позже их подробный вывод был дан К. Эльзассером (1966). Приближенное аналитическое решение этих уравнений (при краевых условиях  $v_r = b_{r\theta} = b_{r\lambda} = 0$  на верхней и нижней границах конвективного слоя Солнца) получено Р. Киппенханом (1963); он показал, что при  $s \neq 1$  в решении неизбежно должна присутствовать меридиональная циркуляция, причем при  $s > 1$  газ поднимается на полюсах, в верхней части конвективного слоя оттекает к экватору и там опускается; экваториальная зона поверхности Солнца вращается быстрее полярных, и вращение в конвективном слое ускоряется с высотой, а при  $s < 1$  справедливо противоположное. Это исследование было продолжено В. Кокке (1967), показавшим, что угловая скорость вращения  $\omega$  приближенно оказывается функцией лишь от  $R = r \sin \theta$ , и подобравшим для Солнца оптимальное значение  $s \approx 1,2$ . Наконец, уравнения были проинтегрированы численно Х. Кёлером (1970) при разных значениях  $s = 0,8-1,5$  с вязкостью  $\nu \equiv K_r^r = 4,5 \cdot 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с (а также при  $s = 1,2$  с вязкостями от  $0,1\nu$  до  $200\nu$ ; при больших вязкостях распределение  $\omega$  оказалось приближающимся к центрально-симметричному, при малых — к цилиндрически-симметричному; наибольшая скорость меридиональной циркуляции достигалась при  $\nu = 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>2</sup>/с, а при возрастании и убывании  $\nu$  она уменьшалась). При  $s = 1,2$  и  $\nu = 4,5 \cdot 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с наибольшая скорость меридиональной циркуляции оказалась меньше 2 м/с, т. е. слишком малой, чтобы ее можно было обнаружить современными средствами наблюдения. Упомянем также работу А. А. Рузмайкина и С. И. Вайнштейна (1978), где оценена зависимость  $s$  от глубины, и получилось, что  $s$  бывает от значения 1,2 на поверхности до 0,4 на глубине 110 000 км, а затем растет до 0,6 на глубине 190 000 км.

Оценка реалистичности перечисленных результатов вызывает затруднения. Так, например, при значениях  $s > 1$ , дающих правильный знак широтной дифференциальности вращения поверхности Солнца, угловая скорость вращения в конвективном слое увеличивается с высотой, что трудно согласовать с упоминавшимся выше отставанием вращения фотосферного газа от вращения магнитных полей. Но и независимо от этого

надо сказать, что модель анизотропной вязкости вследствие содержащихся в ней элементов произвола вряд ли может рассматриваться как *объяснение* дифференциального вращения. Такое же замечание можно высказать и о моделях типа Роксбурга (1970) и Дарни и Роксбурга (1971) (см. также Дарни, 1976), в которых вводится влияние вращения на конвекцию, создающее зависимость турбулентной вязкости и теплопроводности от широты (предписываемую так, чтобы меридиональная циркуляция и создаваемое ею дифференциальное вращение получались похожими на наблюдаемые; при этом, однако, получается большая разность температур между экватором и полюсами, не обнаруживаемая наблюдениями; кроме того, здесь стабилизация конвекции вращением должна быть более сильной на экваторе, чем на полюсах, в противоположность тому, что представляется правдоподобным).

### ж) Уравнения для вторых моментов

Снять или хотя бы уменьшить произвол в замыкании уравнений Рейнольдса (3.13) — (3.15) можно, если вместо попыток как-то задать дополнительные неизвестные  $b_{ij}$ ,  $b_{i\zeta}$  или выразить их через  $\psi$ ,  $\omega$  и  $\zeta_i$  мы присоединим к уравнениям (3.13) — (3.15) динамические уравнения для одноточечных вторых моментов пульсаций  $b_{ij}$ ,  $b_{i\zeta}$ ,  $b_{\zeta\zeta}$ , выводимые из уравнений гидродинамики. Правда, такие динамические уравнения приходится упрощать, все же вводя некоторые элементы произвола, но теперь они будут гораздо меньше сказываться на основных неизвестных  $\psi$ ,  $\omega$  и  $\zeta_i$ . В качестве одного из упрощений динамических уравнений для вторых моментов будем пренебрегать в этих уравнениях третьими моментами. Такие упрощенные уравнения для вторых моментов выводятся из уравнений гидродинамики, линеаризованных относительно пульсаций и в тензорных обозначениях, имеющих вид

$$\frac{\partial V'_i}{\partial t} + \bar{V}_\alpha \nabla^\alpha V'_i + V'_\alpha \nabla^\alpha \bar{V}_i + f'_i - g \zeta'_i \lambda_i = -\frac{1}{\rho_*} \nabla_i P' + \frac{1}{\rho_0} \nabla^\alpha \tau'_{i\alpha}, \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \zeta'_i}{\partial t} + \bar{V}_\alpha \nabla^\alpha \zeta'_i + V'_\alpha \nabla^\alpha \bar{\zeta}_i = \frac{1}{\rho_0 T_0} \nabla^\alpha \rho_0 \chi \nabla_\alpha T', \quad (3.18)$$

где  $f'$  — пульсации ускорения Корполиса,  $\lambda_i$  — единичный вектор вертикального направления. Физически эти уравнения означают, что при расчете характеристик осредненного движения учитываются его взаимодействия с пульсациями, но не учитываются взаимодействия пульсаций друг с другом. Из (3.17) для моментов  $b_{ij}$  получаются уравнения

$$\begin{aligned} & V_\alpha \nabla^\alpha b_{ij} + (b_{j\alpha} \nabla^\alpha \bar{V}_i + b_{i\alpha} \nabla^\alpha \bar{V}_j) + (\bar{f}'_i \bar{V}'_j + \bar{f}'_j \bar{V}'_i) - g (b_{j\zeta} \lambda_i + b_{i\zeta} \lambda_j) = \\ &= -\frac{1}{\rho_*} (\bar{V}'_j \nabla_i P' + \bar{V}'_i \nabla_j P') + \frac{1}{\rho_0} (\bar{V}'_j \nabla^\alpha \tau'_{i\alpha} + \bar{V}'_i \nabla^\alpha \tau'_{j\alpha}) \approx \\ &\approx -c_1 \frac{b}{l} \left( b_{ij} - \frac{1}{3} b^2 g_{ij} \right) - c_2 \frac{b^3}{l} \left( \lambda_i \lambda_j - \frac{1}{3} g_{ij} \right) - 2 \frac{b^3}{l} [(c_3 - 3c_4) \lambda_i \lambda_j + c_4 g_{ij}]. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Здесь средние части представляют собой одноточечные вторые моменты пульсаций, но их выражение через наши дополнительные неизвестные  $b_{ij}$  требует новых полуэмпирических гипотез, которые мы вводим, как в теории турбулентности пограничного слоя атмосферы (см. А. С. Монин, 1965а, б, в). В правых частях  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$ ,  $c_4$  — числовые постоянные;  $b^2 = b_{rr} + b_{\theta\theta} + b_{\lambda\lambda}$  — средний квадрат пульсационной скорости;  $l$  — вертикальный масштаб турбулентности;  $g_{ij}$  — метрический тензор. Первое слагаемое в правой части описывает изотропизирующее действие пульсаций давления, второе, наоборот, тенденцию к анизотропии у границ конвективной зоны, а третье — анизотропную вязкую диссипацию энергии турбулентности.

Далее, из (3.17) — (3.18) для моментов  $b_{i\zeta}$  получаются уравнения

$$\begin{aligned} & \bar{V}_\alpha \nabla^\alpha b_{i\zeta} + b_{\alpha\zeta} \nabla^\alpha \bar{V}_i + b_{i\alpha} \nabla^\alpha \bar{\zeta}_i + \bar{f}'_i \bar{\zeta}'_i - g b_{\zeta\zeta} \lambda_i = \\ &= -\frac{1}{\rho_*} \bar{\zeta}'_i \nabla_i P' + \frac{1}{\rho_0} \bar{\zeta}'_i \nabla^\alpha \tau'_{i\alpha} + \frac{1}{\rho_0 T_0} \bar{V}'_i \nabla^\alpha \rho_0 \chi \nabla_\alpha T' \approx \\ &\approx -c_3 \frac{b}{l} b_{i\zeta} - c_6 \frac{b^2}{l} \sqrt{b_{\zeta\zeta}} \lambda_i - c_7 \frac{b^3}{l} \sqrt{b_{\zeta\zeta}} \lambda_i. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Наконец, из (3.18) получается следующее уравнение для  $b_{\zeta\zeta}$ :

$$\frac{1}{2r^2 \sin \theta} \frac{\partial(\psi, b_{\zeta\zeta})}{\partial(r, \theta)} + b_{r\zeta} \frac{\partial \zeta_1}{\partial r} + \frac{b_{\theta\zeta}}{r} \frac{\partial \zeta_1}{\partial \theta} = \frac{1}{\rho_0 T_0} \nabla^2 \rho_0 \chi \overline{\nabla \alpha T'} - \\ - \frac{\chi}{T_0} \overline{\nabla \alpha T' \cdot \nabla \alpha \zeta'} \approx -c_8 \frac{1}{l} b_{\zeta\zeta}. \quad (3.21)$$

Теперь уравнения (3.13) — (3.15), (3.19) — (3.21) уже образуют замкнутую систему относительно неизвестных  $\psi$ ,  $\omega$ ,  $\zeta_1$ ,  $b_{ij}$ ,  $b_{i\zeta}$ ,  $b_{\zeta\zeta}$ , если как-то задать вертикальный масштаб конвекционной турбулентности  $l$ . Эти уравнения содержат шесть числовых постоянных  $c_1$ ,  $c_3$ ,  $c'_1 = c_4 - (c_2/6)$ ,  $c_5$ ,  $c_6 + c_7$  и  $c_8$ . Согласно работам Монина (1965, а, б, в) эти постоянные выражаются через значения в пределе при нейтральной стратификации некоторых характеристик турбулентности в приземном слое атмосферы и оказываются равными  $c_1 \approx 0,21$ ;  $c_3 \approx 0,035$ ;  $c'_1 \approx 0,0025$ ;  $c_5 = 0,2$ ;  $c_6 + c_7 = -0,00226$ ;  $c_8 = 0,0292$ . В качестве краевых условий на верхней и нижней границах конвективного слоя  $r = r_0$  и  $r = r_1$  следует, по-видимому, принять равенство нулю механических напряжений, а на нижней границе  $r = r_1$  — заданное постоянное значение  $q_1 = q_0 (r_0/r_1)^2$  вертикального потока тепла (где  $q_0 = 6,31 \cdot 10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup> с — поток излучения на поверхности Солнца), по которому определяется вертикальный поток энтропии  $b_{r\zeta} \approx [(\kappa - 1)/\kappa] q/p$  (где  $\kappa = c_p/c_v$  — отношение теплоемкостей, а  $p$  — давление). Тринадцать уравнений (3.13) — (3.15), (3.19) — (3.21) были численно проинтегрированы Л. М. Симуни и автором (при  $r_1 = (2/3) r_0$  и  $l = \kappa (r_0 - r_1)$ ), на сетке с шестью слоями одинаковой толщины в конвективной зоне Солнца и десятью широтными зонами между экватором и полюсом. Получившаяся угловая скорость дифференциального вращения  $\omega + \Omega$  на поверхности Солнца возрастала от значения 0,964  $\Omega$  на полюсе до 1,143  $\Omega$  на экваторе и при  $\theta = 0 \div 7\pi/20$  имела максимумы на глубине  $r = r_0 - [(r_0 - r_1)/6]$ , а в экваториальной зоне — на поверхности Солнца (слегка убывая с глубиной, например, на экваторе от 1,1426  $\Omega$  на поверхности до 1,1413  $\Omega$  при  $r = r_1$ , а на полюсе от 0,9641  $\Omega$  под поверхностью до 0,8933  $\Omega$  при  $r = r_1$ ). Меридиональная циркуляция образовывала одну ячейку с течением на поверхности от полюса к экватору и на нижней границе конвективной зоны в обратном направлении. Эти результаты согласуются с выводами Р. Киппенхана для случая анизотропной вязкости  $\epsilon/\nu > 1$ . Кроме того, у нас величина  $\zeta_1$ , равная нулю на поверхности, экваторе и полюсе, убывала с глубиной и была минимальной при  $r = r_1$  и  $\theta = 3\pi/10$ .

### з) Ч и с л е н н ы е э к с п е р и м е н т ы

Другим подходом к расчету дифференциального вращения Солнца, вместо использования осредненных уравнений гидродинамики — уравнений Рейнольдса (3.13) — (3.15) с теми или иными полуэмпирическими гипотезами или дополнительными уравнениями для вторых моментов гидродинамических полей, может быть численное интегрирование неосредненных уравнений гидродинамики до достижения их решениями статистически установившегося режима и последующее осреднение решений по времени (в пределах статистически установившегося режима) и по долготе. Такой подход можно назвать методом численных экспериментов; иногда его называют также методом неосесимметричных моделей. Этот подход развивался рядом авторов (см. обзор в статье П. Гилмана, 1974), из которых мы назовем здесь работы Р. Дэвис-Джонса и П. Гилмана (1971, а, б) и серию последующих работ П. Гилмана (1972, 1973, 1975, 1976, 1977, 1978).

Ранние работы (Р. Дэвис-Джонс и П. Гилман, 1971, а, б) были посвящены конвекции в равномерно нагреваемом снизу цилиндрическом зазоре, вращающемся около своей оси симметрии с силой тяжести вдоль этой оси (с числами Тейлора  $Ta = 4\Omega^2 d^2/\nu^2$ , при средней угловой скорости вращения Солнца  $\Omega = 2,6 \cdot 10^{-6}$  с<sup>-1</sup>, толщине конвективной зоны  $d = 0,2 R_\odot = 1,4 \cdot 10^{10}$  см и турбулентной вязкости  $\nu = 10^{12} - 10^{14}$  см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup> меняющимися в пределах  $10^2 - 10^6$ ), причем аналитически рассчитывались возмущения первого и второго порядков малости. Численные расчеты (П. Гилман, 1972, 1973) для экваториального цилиндрического зазора ближе всего согласовывались с солнечными данными при  $Ta = 3 \cdot 10^4$  (здесь энергия

дифференциального вращения становится равной энергии конвективных ячеек), но расчеты дали нереально сильную зависимость потока излучения на поверхности Солнца от широты с максимумом излучения на экваторе. Отметим, что меридиональная циркуляция на поверхности Солнца здесь получилась направленной от экватора к полюсам, в противоположность расчетам с анизотропной вязкостью при  $s > 1$ ; вращение Солнца в конвективной зоне получилось ускоряющимся с высотой.

Переход к реальной геометрии (шаровому слою, в данной работе — толщиной  $0,2R_{\odot}$ ) был осуществлен в работе П. Гилмана (1975), сначала

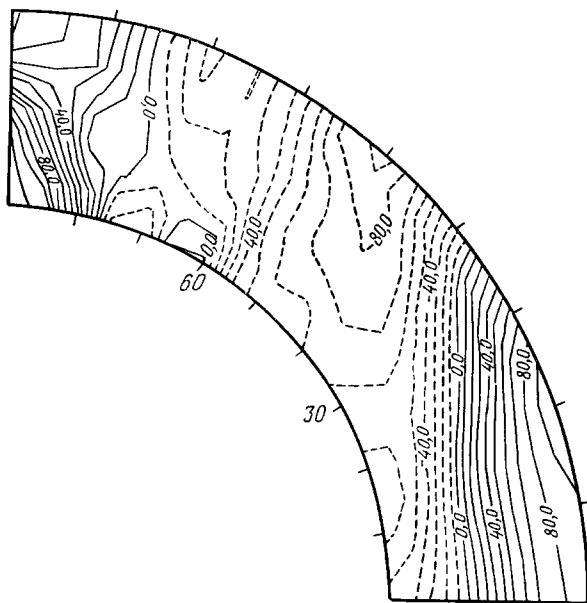


Рис. 8. Распределение  $\omega(r, \theta)$  при  $Pr = 1$ ,  $Ta = 8 \cdot 10^5$ ,  $Ra = 3 \cdot 10^5$  и  $d = R_{\odot}/3$ . Получено П. Гилманом при краевых условиях отсутствия напряжений на границах шарового слоя, постоянства температуры на верхней границе и постоянства радиального потока тепла на [нижней границе.

только с линейными уравнениями (с краевыми условиями отсутствия напряжений и постоянства температур на границах шарового слоя), причем амплитуды долгопериодных компонент Фурье возмущений (с волновыми числами  $m = 0, 1, \dots, 24$ ) рассчитывались численно на сетке точек в меридиональной плоскости. Среди наиболее неустойчивых решений были обнаружены многочисленные моды с большими  $m$  и пиками около экватора, при больших  $Ta$  принимающие форму роликов с осями, параллельными оси вращения Солнца, и переносящие импульс к экватору, и малочисленные моды с малыми  $m$  и пиками около полюсов, имеющие форму циркумполярных цепочек вихрей. Однако уже предварительные расчеты с нелинейными уравнениями (П. Гилман, 1976) показали, что при числах Прандтля  $Pr = \nu/\chi$  порядка единицы экваториальное ускорение вращения поверхности Солнца получается лишь при преобладании экваториальных мод (при числах Рэлея  $Ra = g_0 \alpha d^3 \delta \theta (\nu \chi)^{-1}$  в пределах  $0,84 Ta^{2/3} < Ra < 78 Ta^{2/3}$ ), приводящем к заметной зависимости вертикального потока тепла от широты, чего на Солнце не наблюдается.

При детальном расчете с нелинейными уравнениями (П. Гилман, 1977) числа Рэлея выбирались столь малыми, чтобы конвекция была

возможной, но конвективные элементы испытывали бы заметное влияние вращения, для чего отношение частоты Кориолиса к типичной скорости роста конвективных элементов

$$F = 2\Omega \left( \frac{g\alpha\delta\theta}{d} \right)^{-1} = \sqrt{\frac{\text{Pr} \cdot \text{Ta}}{\text{Ra}}} \quad (3.22)$$

должно быть порядка единицы или больше (для гранул  $F \sim 3 \cdot 10^{-4}$ , для супергранул  $F \sim 10^{-1}$ , для гигантских ячеек  $F \sim 1-10$ ). Основные расчеты были проведены при  $\text{Pr} = 1$ ,  $\text{Ta} = 10^5$ ,  $\text{Ra} = (1-4) \cdot 10^4$  (что в 4-16 раз превышает  $\text{Ra}_{\text{cr}}$ ). Здесь при  $\text{Ra} = (1-2) \cdot 10^4$  дифференциальность вращения Солнца получилось правильного знака — с возрастанием  $\omega$  к экватору и вверх (последнее, вероятно, лишь ниже слоя супергранул толщиной  $2 \cdot 10^4$  км, в котором  $\omega$  растет с глубиной), а при  $\text{Ra} = 4 \cdot 10^4$  — противоположного знака, но в обоих случаях с максимумами потока излучения Солнца на экваторе и на полюсах. Эти изменения потока излучения с широтой при не слишком больших  $\text{Ra}$  удается значительно ослабить, заменив краевое условие постоянства температуры на нижней границе шарового слоя условием постоянства радиального потока тепла (П. Гилман, 1978). Пример распределения  $\omega(r, \theta)$  при  $\text{Pr} = 1$ ,  $\text{Ta} = 8 \cdot 10^5$ ,  $\text{Ra} = 3 \cdot 10^5$ ,  $d = R_{\odot}/3$ , полученный П. Гилманом при указанных краевых условиях, приведен на рис. 8. Он показывает, что такие краевые условия дают обнадеживающие результаты. Отметим, что по результатам Гилмана при замене краевых условий отсутствия напряжений на отсутствие скольжения на границах шарового слоя (особенно на верхней границе) конвекция и дифференциальность вращения резко ослабевают, так что, вероятно, условия в жидком слое земного ядра заметно отличаются от солнечных, и механизмы геомагнитного и гелиомагнитного динамо могут быть существенно различными.

#### 4. СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ

Солнечная активность, проявляющаяся в форме возмущений в солнечной атмосфере (которые были описаны выше в гл. 2), изменяется со временем. Прежде всего это относится к количеству солнечных пятен и к их распределению по диску Солнца. Еще в 1843 г. Г. Швабе обнаружил, что пятнообразовательная деятельность на Солнце изменяется со временем квазипериодически с периодом около 10 лет.

##### а) Ч и с л а В о л ь ф а

В 1848 г. цюрихский астроном Рудольф Вольф ввел в качестве индекса солнечной активности число  $W = k(N_1 + 10N_2)$ , где  $N_1$  — количество пятен на видимом диске Солнца в данный момент времени, независимо от их размеров,  $N_2$  — количество групп пятен, а  $k$  — коэффициент, приводящий средние за длительное время результаты данной обсерватории к результатам обсерватории в Цюрихе, принимаемым за стандарт. Вольф восстановил график зависимости от времени ежедневных значений индекса  $W$  (называемых теперь *числами Вольфа*) за прошлый период времени, начинающийся с 1818 г., средних месячных значений — с 1749 г., приближенных средних годовичных значений — с 1700 г., а также определил годы максимумов и минимумов этих значений с начала телескопических измерений с 1610 г. по 1699 г. Средняя длительность цикла колебаний чисел Вольфа (который мы будем для краткости называть *солнечным циклом*) оказалась равной 11,2 года, так что после минимума 1755 г. сейчас прошло 20<sup>1/2</sup> полных циклов, причем в течение каждого цикла числа Вольфа меня-

лись от нескольких единиц до значений порядка 100—150 (заметим здесь же, что средняя за год суммарная площадь пятен  $A$ , измеряемая в миллионных долях от площади видимого полушария Солнца, т. е. в единицах

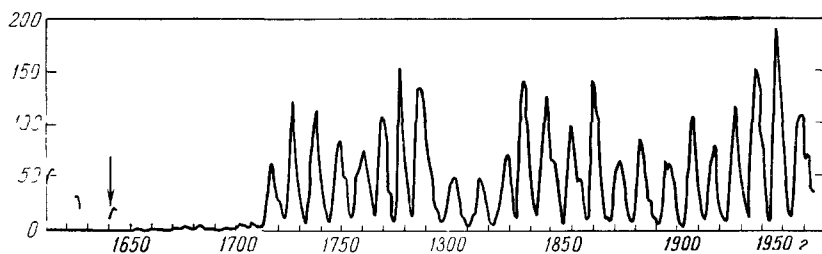


Рис. 9. График колебаний чисел Вольфа за период 1610—1974 гг.

$3,02 \cdot 10^{16}$  см<sup>2</sup>, пропорциональна числу Вольфа:  $A = 16,7W$ ). График колебаний чисел Вольфа за время с 1610 г. приведен на рис. 9; к его обсуждению мы еще вернемся ниже.

#### б) Закон Шперера

Изменения количества пятен в течение солнечного цикла сопровождаются изменениями распределения пятен по гелиографическим широтам. Так, еще в 1858 г. Р. Кэррингтон отметил, что широты появления пятен и в северном, и в южном полушарии Солнца в течение цикла в среднем уменьшаются: первые пятна очередного цикла появляются на полярных краях «королевских широт», т. е. в среднем около широт  $30^\circ$  N

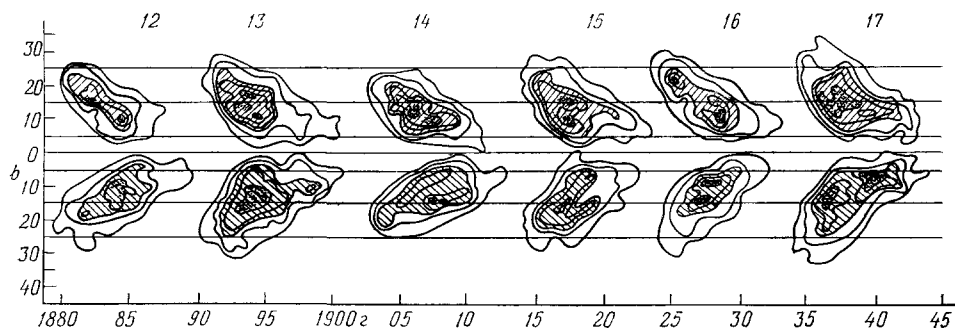


Рис. 10. Распределение солнечных пятен по широте за 1874—1913 гг. («бабочки Маундера»).

и  $30^\circ$  S, последующие пятна появляются, как правило, все ближе и ближе к экватору, во время максимума — у широт  $15^\circ$  N и  $15^\circ$  S, а последние пятна цикла появляются около широт  $8^\circ$  N и  $8^\circ$  S. Эта закономерность вскоре была подтверждена Вольфом, затем была вновь открыта в 1867 г. Г. Шперером и П. Сакки, а в работе Шперера 1894 г. прослежена назад до 1621 г.; иногда ее называют законом Шперера. Ее хорошую иллюстрацию дает изображение всех пятен на диаграмме широта — время (рис. 10), впервые построенной в 1922 г. Э. Маундером и называемой «бабочками Маундера». Она, кстати, показывает, что первые пятна следующего цикла появляются на высоких широтах раньше последних пятен предыдущего

цикла на низких широтах; такое перекрытие соседних циклов, составляющее в среднем три года, сглаживает минимумы на кривой колебаний со временем чисел Вольфа. В то же время соседние циклы независимы в том смысле, что соседние «бабочки» не пересекаются.

### в) Законы Хейла — Николсона

Дж. Хейл и С. Николсон установили, что в пределах одного солнечного цикла в биполярных магнитных областях все пятна  $p$  одного полушария и все пятна  $f$  другого полушария имеют одинаковую полярность, а в следующем цикле полярности всех таких пятен меняются на обратные, так что каждый солнечный цикл является эпохой постоянной полярности гелиомагнитного поля, смены циклов соответствуют обращениям его полярности, и полный магнитный цикл содержит два соседних цикла пятен. Эти законы Хейла — Николсона показывают, с одной стороны, что механизм генерации гелиомагнитного поля действует колебательным образом, производя довольно регулярные (квазипериодические) обращения полярности генерируемого поля; с другой стороны, из этих законов видно, что генерация и гелиомагнитного поля, и колебаний солнечной активности осуществляется одним и тем же механизмом. Таким образом, становится ясным, что теория солнечного цикла является глобальной проблемой магнитной гидродинамики Солнца.

Колебания солнечной активности проявляются не только в солнечных пятнах и магнитных полях, но и в других явлениях, наблюдаемых в солнечной атмосфере (см. гл. 2), в том числе в частоте хромосферных вспышек и связанных с ними всплесков рентгеновского, ультрафиолетового и радиоизлучения Солнца, испускания корпускулярных потоков и космических лучей; в количестве и распределении протуберанцев (главные зоны протуберанцев в течение цикла смещаются к экватору, а высокоширотные зоны протуберанцев — к полюсам, достигая их во время максимумов активности); в распределении корональных лучей (в эпохи минимума активности эти лучи хорошо выражены лишь в низких широтах и с удалением от Солнца все больше наклоняются к экватору, а в полярных областях образуют короткие правильные пучки, по-видимому, соответствующие магнитным силовым линиям; в эпохи же максимума, когда полярные протуберанцы почти достигают полюсов, лучи короны в среднем одинаковы по всем направлениям).

### г) Взрывная гипотеза Вальдмайера

Обратим теперь внимание на нерегулярности, наблюдаемые при повторениях солнечного цикла: меняются и длительность циклов, и форма кривой зависимости средних годовичных чисел Вольфа от времени  $W(t)$ , и значения ее максимума и минимума. Так, за период 1755—1947 гг. промежутки времени между минимумами менялись от 9,0 до 13,6 лет, между максимумами — от 7,3 до 17,1 лет (гораздо больший разброс), значения минимумов — от 0,0 до 11,2, значения максимумов — от 48,7 до 189,5. Форма кривой  $W(t)$  определяется в основном значением  $W_{\max}$ : площадь под ветвью роста  $W$  почти не зависит от  $W_{\max}$  (так что чем больше  $W_{\max}$ , тем короче период роста  $W$ , и, как правило, и весь цикл), а площадь под ветвью уменьшения  $W$  пропорциональна  $W_{\max}$ . В периодах смещения пятен по широте разброс меньше, чем в периодах колебаний чисел Вольфа. Широты появления пятен оказываются тем больше, чем больше  $W_{\max}$ .

Среднее годовичное значение  $W_{\max}$  в данном цикле можно пытаться предсказывать по значению  $W_{\min}$  в начале этого цикла, а точнее, по степени возмущенности геомагнитного поля в начале цикла, измеряемой средним годовичным значением так называемого индекса АА (суммы интервалов изменений геомагнитного поля за трехчасовой промежуток времени в двух точках — антиподах на поверхности Земли). Р. П. Кейн (1978) показал, что среднее годовичное  $W_{\max}$  хорошо коррелирует со средним годовичным АА в начале цикла (коэффициент корреляции около 0,9).

Все попытки предсказать особенности следующего солнечного цикла по предыдущему оказывались неудачными, и в 1935 г. М. Вальдмайер высказывал так называемую «взрывную» гипотезу, по которой последующие циклы считаются совершенно не зависящими от предыдущих, как если бы каждый цикл был проявлением некоторого происходящего заново взрыва внутри Солнца. Более четкую количественную формулировку этого свойства солнечных циклов получили Л. И. Гудзенко и В. Е. Чертопруд (1964 а, б, см. также Гудзенко (1972)), в результате проведенной ими интересной статистической обработки данных о колебаниях чисел Вольфа  $W(t)$ .

#### д) Релаксационная природа солнечного цикла

В работах Гудзенко и Чертопруда скользящие средние годовичные значения  $W(t)$  за 19 циклов были нанесены в виде точек на плоскость  $x = W$ ,  $y = dW/dt$ . По ним была найдена средняя замкнутая кривая  $\mathcal{L} = \{x = \bar{x}(t), y = \bar{y}(t)\}$ , описывающая средний солнечный цикл. Для каждой точки  $M(t) = \{x(t), y(t)\}$  были определены ее проекция  $M'(t)$  на кривую  $\mathcal{L}$  по нормали к этой кривой, расстояние  $n(t) = MM'$  и фаза  $\theta(t) = t + \gamma(t)$  точки  $M'(t)$  на кривой  $\mathcal{L}$ , так что  $\gamma(t)$  — расстояние вдоль  $\mathcal{L}$  от точки  $M'(t)$  до точки  $\bar{M}(t)$ , равномерно бегущей по среднему циклу  $\mathcal{L}$ . Теперь можно попытаться описать траекторию  $M(t)$  дифференциальными уравнениями генератора колебаний

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= -N[\theta]n + F_n(t), \\ \frac{d\gamma}{dt} &= \kappa[\theta]n + F_\theta(t), \end{aligned} \quad (4.1)$$

где  $N[\theta]$  называется жесткостью генератора (и описывает жесткость «пружины», притягивающей точку  $M(t)$  к циклу  $\mathcal{L}$ ),  $\kappa[\theta]$  называется неизохронностью генератора (и описывает скорость изменения частоты колебаний при отклонении точки  $M(t)$  от цикла  $\mathcal{L}$ ), а функции  $F_n(t)$  и  $F_\theta(t)$  описывают флуктуационный шум, возмущающий работу генератора. У простейшего гармонического генератора — маятника без трения — цикл  $\mathcal{L}$  представляет собой окружность; при колебаниях здесь происходит периодическая перекачка потенциальной энергии в кинетическую и обратно. Периодическая перекачка одних форм энергии в другие является общим свойством консервативных (т. е. не обменивающихся энергией со внешней средой) автоколебательных систем. У генераторов, близких к консервативным (обладающих небольшими притоками и потерями энергии), большинство траекторий  $M(t)$  имеет вид спиралей, многократно обходящих цикл  $\mathcal{L}$  и медленно (по сравнению с периодом цикла  $\tau$ ) приближающихся к нему; у них средняя жесткость  $\bar{N}$  положительна и мала ( $\bar{N} \ll 1/\tau$ ).

Противоположным свойством обладают так называемые релаксационные генераторы, в которых энергия не перекачивается из одних форм в другие, а накапливается до некоторого уровня, а затем быстро выбрасывается из систем, так что при отклонении от цикла  $\mathcal{L}$  точка  $M(t)$  быстро (по сравнению с периодом цикла  $\tau$ ) возвращается к нему; здесь средняя жесткость велика ( $\bar{N} \gg 1/\tau$ ). Примером такого генератора может служить бак с водой, в которой вода наливается сверху с постоянной скоростью  $v$ , а вытекает снизу через кран с маленьким отверстием каплями веса  $m$ , определяемого только поверхностным натяжением и не зависящего от уровня  $U$  воды в баке, тогда как период образования капель зависит от уровня  $U$  (и лишь в установившемся состоянии равняется  $\tau = m/v$ ).

Гудзенко и Чертопруд оценили жесткость генератора солнечного цикла, причем оказалось, во-первых, что она не зависит от  $\tau$ , что подтверждает пригодность уравнений (4.1) в рассматриваемом случае; во-вторых, для средней жесткости было получено большое значение  $\bar{N} > 20/\tau$  (наибольшие значения  $N[\theta]$  были получены перед фазой минимума  $W(t)$ , где оказалось  $N[\theta] > 60/\tau$ ), так что генератор солнечного цикла оказывается отчетливо релаксационным — он быстро «забывает» предыдущие отклонения от среднего цикла  $\mathcal{L}$ , что и является количественной формулировкой взрывной гипотезы Вальдмайера. Таким образом, можно сделать вывод, что колебания солнечной активности связаны не с периодической перекачкой одних форм энергии в другие (в том числе — не с перекачкой энергии между полоидальной и тороидальной компонентами магнитного поля или между кинетической и магнитной энергией), а с накоплениями энергии и ее последующими выбросами из автоколебательной системы.

Оценка неизохронности генератора солнечного цикла дала приблизительно нулевое значение  $\kappa \approx 0$ . При этом из второго уравнения (4.1) видно,

что флуктуации фазы солнечного цикла  $\gamma(t) = \int_0^t F_\theta(t) dt$  должны

вести себя аналогично координате свободной броуновской частицы, и, следовательно, дисперсия фазы должна расти со временем по диффузионному закону  $\langle \gamma^2(t) \rangle = 2Dt$ . По данным о числах Вольфа за 19 циклов установить зависимость дисперсии фазы от времени статистически значимо можно лишь для времени  $t < 4\tau$ , не превышающих четырех периодов цикла. Для таких малых времен Гудзенко и Чертопруд подтвердили диффузионный закон.

Гораздо больший промежуток времени можно охватить, если воспользоваться историческими данными о наблюдениях полярных сияний (числа ночей с полярными сияниями в умеренных широтах хорошо коррелируют с числами Вольфа). Наиболее полный каталог таких данных составил в 1873 г. Х. Фритц (его иллюстрация за период 1550—1750 гг. дана на рис. 11); в 1898 г. он опубликовал соответствующие этому каталогу даты максимумов солнечной активности за последние 2000 лет. По этим данным Е. Е. Слущкий в 1935 г. заметил весьма длительную связь между флуктуациями фазы солнечного цикла (в том числе между длинами последовательности циклов). Рассчитав по данным Фритца дисперсию фазы  $\langle \gamma^2(t) \rangle$  на большой промежуток времени, Гудзенко и Чертопруд получили кривую, описываемую формулой

$$\langle \gamma^2(t) \rangle = \gamma_\infty^2 (1 - e^{-2t/\tau_0}), \quad (4.2)$$

соответствующей дисперсии координат привязанной броуновской частицы (причем величина  $\gamma_\infty$  оказалась превышающей  $\tau/4$ ). Таким образом,

в уравнение (4.1) нужно еще ввести обратную связь по фазе. Это оказывается общим свойством релаксационных генераторов. В рассмотренном

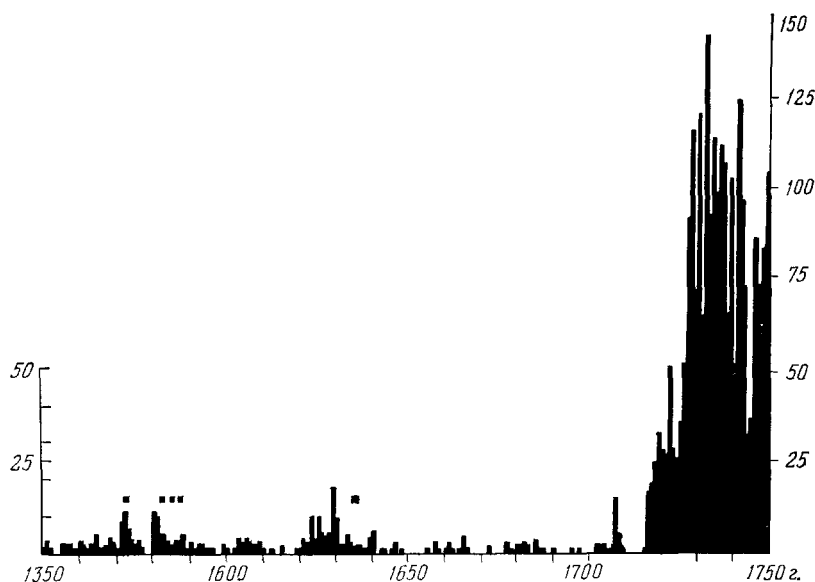


Рис. 11. Число наблюдений полярных сияний в 1550—1750 гг. по Х. Фритцу.  
Черные квадратики — наблюдения на Дальнем Востоке.

выше примере образования капель в крае обратную связь по фазе обеспечивает зависимость периода образования капель от уровня воды в баке.

#### е) М и н и м у м М а у н д е р а

Кроме нерегулярностей при переходе от цикла к циклу солнечной активности свойственны, по-видимому, также нерегулярности с гораздо большими масштабами времени и амплитуд. Так, за 70-летний период 1645—1715 гг. было зарегистрировано исключительно мало наблюдений солнечных пятен (см. рис. 9). К этому привлекал внимание Г. Шперер в статьях 1887 и 1889 гг., просуммированных затем в 1890 г. Э. Маундером. Позже Маундер опубликовал в статье «Продленный минимум солнечных пятен» в 1894 г. результаты дополнительных исследований реальности этого явления, а в 1922 г. вновь вернулся к этому вопросу в статье с таким же названием. Однако затем этим материалам долгое время не уделяли внимания, пока Дж. Идди (1976; 1977) не опубликовал ряд дополнительных свидетельств о реальном резком ослаблении солнечной активности в период 1645—1715 гг., названный им «минимумом Маундера» (и почти совпадающий с периодом 1643—1715 гг. царствования «короля-солнце» Людовика XIV).

По историческим данным, в 1656—1660, 1661—1671, 1689—1695, 1695—1700 и 1710—1713 гг. пятен на Солнце не наблюдалось вовсе. В период «минимума Маундера» обнаружения пятен на Солнце рассматривались как открытие, заслуживающее опубликования в специальной статье. Обнаружив в 1671 г. пятно на Солнце, известный парижский астроном Ж. Кассини писал, что до этого уже около 20 лет астрономы не видели сколько-нибудь значительных солнечных пятен. Такие же замечания публиковали Пикар, Флемстид, Дирхем и другие астрономы, и они отра-

жены в ряде трудов по астрономии, в том числе в «Астрономии» Лаланда 1792 г. и в работе У. Гершеля 1801 г. Аналогичное положение имело место и в наблюдениях солнечных пятен невооруженным глазом на Дальнем Востоке: из 143 таких наблюдений за период с 28 г. до н. э. по 1743 г., опубликованных С. Канду в 1933 г., ни одно не попадает на минимум Маундера (по этому каталогу наиболее длительный период без визуальных наблюдений солнечных пятен падает на 579—808 гг., а наибольшая частота визуальных наблюдений пятен — на 1080—1280 гг.). Дополнительные подтверждения реальности «минимума Маундера» дают каталоги наблюдений полярных сияний (см., например, рис. 11); так, например, первое за период «минимума Маундера» зарегистрированное наблюдение полярного сияния в Лондоне относится к 1708 г., а второе в 1716 г. послужило материалом для специальной статьи королевского астронома Э. Халлея, ранее за свои 60 лет ни разу не наблюдавшего полярных сияний. Отметим также, что в описаниях солнечной короны во время наблюдений полных затмений Солнца корональные лучи упоминаются впервые лишь в 1715 г. (Р. Коутс); все более ранние описания короны похожи на современные описания зодиакального света.

Еще одним свидетельством является превышающее 10% возрастание относительного содержания радиоуглерода  $C^{14}$  в годичных кольцах деревьев с возрастанием в 1640—1720 гг. и пиком около 1690 г., обнаруженное в 1958 г. Х. де-Вризом (и именуемое теперь «флуктуацией де-Вриза») и затем подтвержденное многочисленными данными из разных стран (радиоуглерод образуется в атмосферном  $CO_2$  под действием галактических космических лучей, наиболее интенсивных в годы спокойного Солнца, когда ослабевает их частичная экранировка магнитными полями солнечного ветра; правда, флуктуации  $C^{14}$  в атмосфере, а потому и в годичных кольцах растущих деревьев, могут возникать и по другим причинам, например, из-за колебаний интенсивности геомагнитного поля, а в XX веке появился «эффект Зюсса» — падение содержания  $C^{14}$  в атмосферном  $CO_2$  из-за его разбавления обедненными радиоуглеродом продуктами сгорания ископаемых топлив).

Сводки данных о колебаниях относительного содержания  $C^{14}$  в годичных кольцах деревьев опубликовали, например, Х. Зюсс (1965) и Дж. Лерман, У. Нук и Дж. Фогель (1970). Интерпретируя эти данные в терминах солнечной активности, Дж. Идди (1976) выделяет в ее колебаниях за последние 1000 лет «средневековый максимум» 1100—1250 гг., «минимум Шперера» 1460—1550 гг., «минимум Маундера» 1645—1715 гг., и современный максимум. В работе (1977) Дж. Идди идет еще дальше и за последние 5000 лет выделяет по  $C^{14}$  12 экстремумов солнечной активности — максимумы Шумерийский, Пирамид и Стоунхендж, минимумы Египетский, Гомеровский и Греческий, максимум Римский, минимум Средневековый и четыре экстремума, указанные выше.

В работах Дж. Идди, П. Гилмана и Д. Троттер (1976) в результате обработки наблюдений за перемещением пятен по солнечному диску Кристофера Шайнера в 1625—1626 гг. и Иоганнеса Гевелиуса в 1642—1644 гг. установлено, что за 20 лет до начала «минимума Маундера» дифференциальное вращение Солнца было таким же, как в настоящее время, в начале же этого минимума вращение на экваторе ускорилось на 3—4%, и разность скоростей вращения на широтах  $0^\circ$  и  $20^\circ$  увеличилась втрое. Аналогичное (но вдвое менее сильное) ускорение вращения на экваторе в годы спокойного Солнца заметил по данным современных доплеровских измерений Р. Ховард (1976). Возможно, что в периоды максимумов активности экваториальное вращение притормаживается напряжениями Максвелла в магнитном поле.

## ж) Модель Бэбкока

Как уже отмечалось в связи с законами Хейла — Николсона, теория солнечного цикла призвана вскрыть механизм генерации глобального гелиомагнитного поля и квазипериодических обращений его полярности. При этом завихренную часть гелиомагнитного поля удобно представить в виде

$$\mathbf{H} = \text{rot}(\mathbf{T}\mathbf{r}) + \text{rot rot}(\mathbf{P}\mathbf{r}), \quad (4.3)$$

где первое слагаемое, перпендикулярное радиусу-вектору  $\mathbf{r}$ , называется *тороидальным* полем (в осесимметричном случае его векторные линии суть окружности с центрами на оси симметрии, лежащие в плоскостях, перпендикулярных к этой оси), а второе слагаемое называется *полоидальным* полем (в осесимметричном случае его векторные линии лежат в меридиональных плоскостях). В современных моделях гелиомагнитного динамо общепринято считать, что тороидальное поле создается из полоидального дифференциальным вращением конвективной зоны Солнца. Одну из первых таких моделей предложил Гораций Бэбкок (1961).

По этой модели, за три года до начала очередного солнечного цикла на Солнце образуется полоидальное магнитное поле (с полным магнитным потоком порядка  $8 \cdot 10^{21}$  Мкс), силовые линии которого в умеренных и низких широтах (скажем, при  $|\varphi| < 55^\circ$ ) проходят вдоль меридианов под поверхностью Солнца на некоторых глубинах в конвективной зоне, а в полярных областях (при  $|\varphi| > 55^\circ$ ) выходят из-под поверхности Солнца и замыкаются высоко над этой поверхностью, как силовые линии магнитного диполя. Широтно-дифференциальное вращение (по Ньютону и Ханну  $\omega = 14^\circ,28 - 2^\circ,77 \sin^2 \varphi$  в сутки) растягивает погруженные в конвективную зону отрезки силовых линий, создавая за  $n + 3$  лет их смещение по долготе, равное  $\delta\lambda = 17,6 (n + 3) \sin^2 \varphi$  рад., и превращая их в спирали, образующие с меридианом углы  $\psi$ , где  $\text{tg } \psi = d\delta\lambda/d\varphi = 35,2 (n + 3) \times \sin \varphi \cos \varphi$ , и обладающие интенсивностью  $H = H_0 \sec \varphi \sec \psi \approx 35,2 (n + 3) H_0 \sin \varphi$ , где  $H_0 \sim 5$  Гс — интенсивность исходного полоидального поля на экваторе. За три года растяжения ( $n = 0$ ) поле на широтах  $|\varphi| = 30^\circ$  достигает критического значения  $H_c$  (в среднем по всему намагниченному слою  $H_c \sim 264$  Гс, но в отдельных магнитных трубках — в несколько раз больше), при котором на этих широтах начинается образование пятен (вследствие всплывания растянутых участков магнитных трубок), и прекращается дальнейшее растяжение. На более низких широтах растяжение продолжается дольше, так что за  $n + 3$  лет критическое значение  $H_c$  достигается на широтах  $\varphi$ , определяемых уравнением  $|\sin \varphi| = 1,5/(n + 3)$ , описывающим в этой модели закон Шперера; здесь выполняются, очевидно, и законы полярности Хейла — Николсона. Пусть исходное погруженное полоидальное поле состояло, скажем, из 8 магнитных трубок с длинами порядка  $2R_\odot$ ; тогда за три года они растянутся в спирали, в каждом полушарии пятикратно опоясывающие Солнце, и достигнут суммарной длины порядка  $500R_\odot$ , а за весь солнечный цикл — порядка  $10^3 R_\odot$ . Если каждый отрезок растянутой трубки длиной  $R_\odot$  способен породить 3—4 биполярные магнитные области (БМО), то всего за солнечный цикл образуется около 3000 БМО, в хорошем соответствии с наблюдательными данными.

Дальнейшие рассуждения Бэбкока, посвященные образованию нового полоидального поля противоположной полярности, гораздо более гипотетичны. По этим рассуждениям, образующиеся над БМО петли из магнитных силовых линий (у которых  $p$ -части ближе к экватору, чем  $f$ -части, так что они уже содержат вклад в новое полоидальное поле противополож-

ной полярности) всплывают высоко в корону, отшнуровываются и затем уносятся солнечным ветром, а концы силовых линий в хромосфере перемыкаются, внося вклад в новое полоидальное поле, которое затем погружается под фотосферу.

### з) У р а в н е н и я Л е й т о н а

При количественном описании магнитогидродинамической генерации магнитного поля его эволюция описывается уравнением индукции

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \text{rot} [\mathbf{V}\mathbf{H}] = \nu_m \Delta \mathbf{H}, \quad \text{div } \mathbf{H} = 0, \quad (4.4)$$

где  $\nu_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$  — коэффициент магнитной вязкости ( $c$  — скорость света,  $\sigma$  — коэффициент электропроводности среды). Осредняя это уравнение аналогично (3.9) — (3.12) и считая, что осредненное магнитное поле нестационарно, в проекциях на оси сферической системы координат получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{H}_r}{\partial t} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta (V_r \bar{H}_\theta - V_\theta \bar{H}_r) = \\ = \nu_m \left( \Delta \bar{H}_r - \frac{2}{r^2} \bar{H}_r - \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \sin \theta \bar{H}_\theta}{\partial \theta} \right) + \\ + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta (\bar{V}_r' \bar{H}_\theta - \bar{V}_\theta' \bar{H}_r'), \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{H}_\theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\bar{V}_r \bar{H}_\theta - \bar{V}_\theta \bar{H}_r) = \nu_m \left( \Delta \bar{H}_\theta - \frac{H_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \bar{H}_r}{\partial \theta} \right) - \\ - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\bar{V}_r' \bar{H}_\theta' - \bar{V}_\theta' \bar{H}_r'), \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{H}_\lambda}{\partial t} - r \sin \theta \left( \bar{H}_r \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{H_\theta}{r} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} r \bar{V}_r \bar{H}_\lambda - \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{V}_\theta \bar{H}_\lambda \right) = \\ = \nu_m \left( \Delta \bar{H}_\lambda - \frac{\bar{H}_\lambda}{r^2 \sin \theta} \right) + \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} r (\bar{V}_\lambda' \bar{H}_r' - \bar{V}_r' \bar{H}_\lambda') - \frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{V}_\theta' \bar{H}_\lambda' - \bar{V}_\lambda' \bar{H}_\theta') \right], \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \bar{H}_r + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \bar{H}_\theta = 0. \quad (4.8)$$

Р. Лейтон (1969) предложил использовать для расчета характеристик солнечного цикла полуэмпирическую модификацию уравнений (4.5) — (4.8), призванную служить количественным описанием модели Г. Бэбкока. В уравнениях Лейтона средний меридиональной циркуляцией  $V_r$ ,  $V_\theta$  пренебрегается, а угловая скорость дифференциального вращения  $\omega$  задается формулой

$$\omega = (\omega_0 + 18 \sin^2 \theta) + (\alpha + \beta \sin^n \theta) \frac{R_\odot - r}{h} R_\odot - h \leq r \leq R_\odot, \quad (4.9)$$

где выражение в первой скобке описывает широтную дифференциальность вращения по Ньютону и Нанну (в радианах за год), а второе слагаемое с подгоночными параметрами  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $n$  и  $h$  описывает радиальную дифференциальность. Уравнения интегрируются по глубине, причем в случае  $\varepsilon = 0$ , когда  $h$  мало по сравнению с толщиной намагниченного слоя, в слое сдвига  $R_\odot - h \leq r \leq R_\odot$  полагается  $\bar{H}_\theta = 0$  и  $\bar{H}_r = (\bar{H}_r)_{r=R_\odot}$ , а в случае  $\varepsilon = 1$ , когда  $h$  равно толщине намагниченного слоя,  $\bar{H}_\theta$  принимается постоянным по глубине,  $\bar{H}_r \approx \frac{1}{2} (\bar{H}_r)_{r=R_\odot}$ , и  $H_\lambda$  — меняющимся с глубиной приблизительно линейно. Осредненные по глубине уравнения

приводятся к виду

$$\frac{\partial \bar{H}_r}{\partial t} = -\delta \frac{Fh}{80\tau R_\odot} \frac{\partial}{\partial \mu} \mu \bar{H}_\lambda + \frac{1}{TD} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial \bar{H}_r}{\partial \mu}, \quad (4.5')$$

$$\frac{\partial \bar{H}_{r0}}{\partial t} = -\frac{Gh}{80\tau R_\odot} \frac{\partial}{\partial \mu} \mu \bar{H}_\lambda - \frac{\bar{H}_{r0}}{50}; \quad (4.5'')$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{H}_\lambda}{\partial t} = \sin \theta \left[ -(\alpha + \beta \sin^n \theta) \frac{R_\odot}{h} (\bar{H}_r + \bar{H}_{r0}) + \right. \\ \left. + \varepsilon \left( 36 + \frac{n\beta}{2} \sin^{n-2} \theta \right) \sin \theta \cos \theta \bar{H}_\theta \right] - \delta \frac{|\bar{H}_\lambda| \bar{H}_\lambda}{100H_c \tau} - \frac{\bar{H}_\lambda}{50}, \end{aligned} \quad (4.7')$$

$$H_\theta = \frac{R_\odot}{h \sin \theta} \int_{-1}^{\mu} (\bar{H}_r + \bar{H}_{r0}) d\mu; \quad (4.8)$$

здесь время  $t$  измеряется в годах,  $\mu = \cos \theta$ ; множитель  $\delta$ , равный нулю при  $|\bar{H}_\lambda| \leq H_c$  и единице при  $|\bar{H}_\lambda| > H_c$ , описывает всплытие растянутых выше критической интенсивности  $H_c$  участков магнитных трубок тороидального поля. Первые слагаемые в правых частях (4.5') — (4.5'') описывают прирост радиального поля при всплытии растянутых участков тороидального поля и образовании групп пятен с длинами  $a$  (эмпирически  $a/4\pi R_\odot \approx 1/80$ ) и с наклонами  $\gamma$  к параллелям ( $\sin \gamma \approx \mu/2$ );  $F$  — поправочный множитель, могущий отличаться от единицы из-за неточности задания  $a$  и  $\gamma$  (ясно, что колебательное решение возможно лишь при  $F \geq F_{\min}$ , причем  $F_{\min}$  не должно намного превышать единицу); время  $\tau$  задает относительную скорость образования всплывающих участков. Второе слагаемое в правой части (4.5) описывает создаваемую супергранулами меридиональную диффузию радиального поля (с типичным временем  $TD = 20$  лет); чтобы избежать возможности полного диффузионного затухания слабых полей (слабее  $H_c$ ), выделяется малая (относительная доля  $G \approx 0,003F$ ) часть  $\bar{H}_{r0}$  радиального поля, которая не диффундирует (но распадается с типичным временем 50 лет). Первое слагаемое в правой части уравнения (4.7) описывает образование тороидального поля из полоидального вследствие дифференциального вращения, второе — ослабление тороидального поля из-за всплывания его растянутых участков (равное  $a\bar{H}_\lambda/2\pi R_\odot \tau$ , причем  $a = a_0 |\bar{H}_\lambda|/H_c$  и  $a_0/2\pi R_\odot \approx 1/100$ ), третье — распад поля с типичным временем 50 лет.

Уравнения (4.5') — (4.8') интегрировались при заданном поле  $\bar{H}_{r0}(\mu)$  и значениях  $\bar{H}_r = \bar{H}_\lambda = 0$  при  $t = 0$ , причем для  $F$  бралось минимальное значение, при котором еще возможен колебательный режим, а  $\tau$  подбиралось на каждом шаге так, чтобы период колебаний приближался к 22 годам. Оказалось, что даже при отсутствии радиальной дифференциальности вращения ( $\alpha = \beta = 0$ , здесь бралось  $\varepsilon = 1$ ,  $F = 10$ ,  $\tau = 0,42$ ,  $H_c = 20R_\odot/h$ ) изолинии поля  $\bar{H}_\lambda(\theta, t)$  (а также полей  $\bar{H}_r$  и  $\bar{H}_\theta$ ) весьма похожи на «бабочки Маундера». Однако здесь  $F_{\min} \approx 6$  слишком велико. Для уменьшения  $F_{\min}$  надо выбрать положительные значения  $\alpha$  или  $\beta$  (т. е. *возрастание  $\omega$  с глубиной*). При  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 18$  (перепад  $\omega$  в слое сдвига на экваторе такой же, как между экватором и полюсом на поверхности) значения  $F_{\min}$  оказываются уже порядка 0,6 (так что с точки зрения значений  $F_{\min}$  радиальный градиент  $\omega$  вдесятеро эффективнее широтного). При  $\beta = -18$ ,  $n = 2$  дно слоя сдвига находится в состоянии твердого вращения, при  $\alpha = 18$  — с таким же периодом, что экватор на поверхности, а при очень больших  $\alpha$  — со много меньшим периодом; но в этих случаях «бабочки Маундера» оказались расположенными слишком высо-

коширотно. Наилучшее количественное согласие с законом Шперера дала «стандартная» модель  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 10$ ,  $n = 8$ ,  $s = 1$ .

В одном из своих численных экспериментов Р. Лейтон рандомизировал «стандартную» модель, трижды в год выбирая значение  $\tau$  на каждой широте из логнормального распределения, обеспечивающего средний период солнечного цикла в 11 лет и его среднее квадратичное отклонение в 1,6 лет (при этом  $F = 2$ ,  $\tau_0 = 0,6$  и  $\sigma_{\ln \tau} = 1$ ). Таким методом были рассчитаны примеры 20-ти последовательных солнечных циклов. Их статистические характеристики оказались хорошо согласующимися с фактическими данными.

### и) Гидромагнитные динамо

Наиболее существенным членом в уравнениях Лейтона является первое слагаемое в правой части уравнения (4.5'), которое описывает генерацию полоидального магнитного поля тороидальной электродвижущей силой:

$$F_\lambda = [\mathbf{V}'\mathbf{H}']_\lambda = \bar{\alpha} H_\lambda, \quad \alpha = \frac{\delta F h}{40\tau R_\odot} \frac{\sin \gamma}{\sin \theta}. \quad (4.10)$$

Уравнения гидромагнитного динамо с тороидальной электродвижущей силой вида  $F_\lambda = \bar{\alpha} H_\lambda$  (« $\alpha$ -эффект») были впервые получены для модели мелкомасштабной «циклонической конвекции» Э. Паркером (1955) (см. также Паркер, 1970, 1974) и затем для медленной крупномасштабной конвекции С. И. Брагинским (1964а, б; 1965). Аналогичные уравнения получаются для турбулентности, не имеющей отражательной симметрии и потому обладающей ненулевой *спиральностью*  $\overline{\mathbf{V} \operatorname{rot} \mathbf{V}} \neq 0$ : в ее поле образуется электродвижущая сила  $\mathbf{E} = \alpha \mathbf{H} - \beta \operatorname{rot} \mathbf{H}$ , где  $\alpha = -1/3 \tau \overline{\mathbf{V} \operatorname{rot} \mathbf{V}}$  и  $\beta = (1/3) \tau \overline{\mathbf{V} \mathbf{V}}$ , причем  $\tau$  — временной масштаб корреляции турбулентности. Работоспособность такого динамо-механизма была продемонстрирована потсдамской группой М. Штеенбека, Ф. Краузе и К. Редлера (см., например, обзор Краузе и Редлера, 1971), а также Г. Моффатом (1970). Обзоры работ по гелиомагнитному динамо см. в книге Ю. В. Вандакурова (1976) и в статье М. Стикса (1976). Во многих работах авторы ограничиваются «кинематической» постановкой задачи, в которой поле скорости  $\mathbf{V}$  не рассчитывается, а задается, а магнитное поле рассчитывается из уравнения индукции с  $\alpha$ -эффектом, например, вида

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\mathbf{V} \mathbf{H}] + \alpha \mathbf{H} - \gamma \operatorname{rot} \frac{\mathbf{H}}{\mu}, \quad (4.11)$$

где  $\mu$  — магнитная проницаемость плазмы, которая вне конвективной зоны равна единице, а в этой зоне  $\mu \ll 1$  (это диамагнитное свойство турбулизированной плазмы открыто Я. Б. Зельдовичем (1956), который на примере двумерной турбулентности показал, что крупномасштабное магнитное поле «выталкивается» из турбулентных областей в места с меньшей интенсивностью турбулентности; выталкивание магнитных силовых линий должно приводить к удлинению времен изменения магнитных полей в конвективной зоне, что позволяет снять трудность с получающимся без учета диамагнитного эффекта слишком коротким периодом солнечного цикла).

В качестве примера укажем численные эксперименты с уравнением (4.11) Т. С. Ивановой и А. А. Рузмайкина (1976; 1977), в которых  $\omega$ ,  $\alpha$ ,  $\gamma$  и  $\mu$  задавались простыми функциями от глубины (а в нелинейной модели 1977 г. полагалось  $\alpha = \alpha_0(r) (1 + \xi H^2)^{-1}$ , где коэффициент  $\xi$  зависит от интенсивности спиральной части турбулентного поля скорости и определяет амплитуду установившегося магнитного поля). Эти эксперименты

показали, что колебания магнитного поля в течение цикла имеют волнообразный характер (Э. Паркер, 1955, называл их «динамо-волной»), причем направление распространения волны зависит от знака произведения  $\alpha \partial \omega / \partial r$ : закон Шперера и правильный вид «бабочек Маундера» получаются при  $\alpha \partial \omega / \partial r < 0$  в северном полушарии Солнца (из анализа соотношений фаз колебаний полоидального и азимутального полей по методу М. Стикса (1976) получается  $\partial \omega / \partial r < 0$ ). Стационарный цикл получается лишь при определенном значении  $D_0$  безразмерного динамо-числа  $D = (\alpha_0 / \beta_0^2) \partial \omega_0 / \partial r$ . При  $D < D_0$  колебания затухают; при  $D > D_0$  они раскачиваются, и для их стабилизации нужно вводить обратное влияние магнитного поля на движение, т. е. нелинейность. Простейшее введение нелинейности — это учет убывания  $\alpha$  с ростом  $H$  (магнитное поле в первую очередь должно подавлять главную причину своего роста — спиральность), как это рекомендовано в статье С. И. Вайнштейна и Я. Б. Зельдовича (1972). Введение нелинейности открывает новые перспективы, в том числе, для объяснения длиннопериодических вариаций солнечного цикла, таких, как минимум Маундера (см. работу Х. Иошимуры, 1978).

П. Гилман (1968; 1969а, б) рассмотрел модель гелиомагнитного динамо, в которой элементами спиральной турбулентности служат волны Россби, образующиеся в конвективной зоне Солнца вследствие предполагаемого наличия в ней широтного градиента температуры. Вертикальные движения в волнах Россби создают из тороидального магнитного поля крупномасштабные вертикальные поля, волны Россби переносят их к полюсам, создавая полоидальное поле, из которого дифференциальное вращение (создаваемое опять-таки волнами Россби) образует новое тороидальное поле противоположного знака.

Однако численные эксперименты по этой схеме П. Гилман провел лишь в чрезвычайно упрощенной обстановке — в цилиндрическом кольцевом зазоре с твердыми электропроводящими стенками вместо шарового слоя для конвективной зоны Солнца, в рамках двуслойной модели вместо непрерывной стратификации и с очень небольшим числом компонент Фурье магнитогидродинамических полей. В расчетах были получены квазипериодические обращения полярности гелиомагнитного поля, но с большим количественным отличием от солнечного цикла: период вместо 22 лет получился равным около двух лет, максимум напряженности полоидального магнитного поля в полярных районах Солнца вместо обнаруженных наблюдениями 1—2 гаусс получился равным около 40 гаусс. Это количественное несогласие может быть вызвано как чрезмерными упрощениями модели, перечисленными выше, так и тем что на Солнце, возможно, действуют не обычные волны Россби, образующиеся из-за  $\beta$ -эффекта при наличии широтного градиента температуры, а скорее закрученные силой Кориолиса гигантские конвективные ячейки, образующиеся из-за вертикального градиента температуры в неустойчиво стратифицированной конвективной зоне Солнца.

Таким образом, теоретическое построение солнечного цикла, вероятно, будет достигнуто путем численных экспериментов по магнитной гидродинамике совокупности гигантских конвективных ячеек. Проведение таких экспериментов при отказе от упрощений, применявшихся П. Гилманом, т. е. при реальной геометрии и по модели с достаточно большим числом слоев и компонент Фурье магнитогидродинамических полей, потребует немалых усилий. Но эта задача вполне сравнима с задачей моделирования общей циркуляции земной атмосферы, которая успешно решалась в ряде научных учреждений. Поэтому перспективы здесь представляются вполне благоприятными.

\* \* \*

Автор искренне благодарен Г. С. Голицыну, внимательно прочитавшему рукопись этой статьи и давшему ряд ценных советов, Н. И. Солнцевой и Е. Г. Агафоновой за большой труд по оформлению рукописи.

Институт океанологии им. П. П. Ширшова  
АН СССР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Аллер Л. Распространенность химических элементов.— М.: ИЛ, 1963.  
Брагинский С. И.— ЖЭТФ, 1964а, т. 47, с. 2478.  
Брагинский С. И.— Геомагн. и аэроном., 1964б, т. 4, с. 732.  
Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б.— УФН, 1972, т. 106, с. 431.  
Вандакуров Ю. В. Конвекция на Солнце и 11-летний цикл.— Л.: Наука, 1976.  
Внутреннее строение звезд / Под ред. Д. Аллера, Д. Б. Мак Лафлина.— М.: Мир, 1970.  
Воронцов С. В., Жарков В. Н.— Астрон. ж., 1978, т. 55, с. 64.  
Голицын Г. С.— Ibid., 1972, т. 49, с. 360.  
Голицын Г. С. Введение в динамику планетарных атмосфер.— Л.: Гидрометеоиздат, 1973.  
Гудзенко Л. И. В поисках природы солнечных пятен.— М.: Знание, 1972.  
Гудзенко Л. И., Чертопруд В. В.— Астрон. ж., 1962, т. 39, с. 758.  
Гудзенко Л. И., Чертопруд В. Е.— Ibid., 1964, т. 41, с. 697.  
Зельдович Я. Б.— ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 154.  
Иванова Т. С., Рузмайкин А. А.— Астрон. ж., 1976, т. 53, с. 398.  
Иванова Т. С., Рузмайкин А. А.— Ibid., 1977, т. 54, с. 846.  
Лебединский А. И.— Ibid., 1941, т. 18, с. 10.  
Люст Р.— В кн. Космическая газодинамика.— М.: Мир, 1972.— С. 288.  
Монин А. С.— Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана», 1965а, т. 1, с. 45.  
Монин А. С.— Ibid., 1965б, т. 1, с. 258.  
Монин А. С.— Ibid., 1965в, т. 1, с. 490.  
Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики.— М.: Наука, 1969.  
Мустель Э. Р. Звездные атмосферы.— М.: Физматгиз, 1960.  
Пикельнер С. Б.— УФН, 1966, т. 88, с. 505.  
Рузмайкин А. А.— Природа, 1977, № 3, с. 76.  
Солнечная система: Сб. статей / Под ред. Дж. Койпера. Т. 1: «Солнце».— М.: ИЛ, 1957.  
Старр В. П. Физика явлений с отрицательной вязкостью / Пер. с англ. под ред. А. С. Моница.— М.: Мир, 1971.  
Хромов С. П.— Метеорол. и гидрол., 1973, № 9, с. 93.  
Ягер К. Строение и динамика атмосферы Солнца.— М.: ИЛ, 1962.  
Babcock H. W.— Astrophys. J., 1961, v. 133, p. 572.  
Biermann L.— Sz. Astrophys., 1951, Bd. 28, S. 304.  
Biermann L.— In: Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics: IAU Symposium— No. 6.— Stockholm, 1958.— P. 248.  
Böhm K. H.— In: IAU Symposium.— No. 28.— 1967.— P. 366.  
Brandt J. C., Heise J.— Astrophys. J., 1970, v. 159, p. 1057.  
Brooker J. B., Isaak G. R., Van der Raay H. B.— Nature, 1976, v. 259, No. 5539, p. 92.  
Bumba Y., Howard R.— Astrophys. J., 1965а, v. 141, p. 1492.  
Bumba V., Howard R.— Ibid., 1965б, v. 141, p. 1502.  
Cocke W. J.— Ibid., 1967, v. 150, p. 1041.  
Davis-Jones R. P., Gilman P. A.— J. Fluid Mech., 1971, v. 46, pt. 1, p. 65.  
Davis-Jones R. P., Gilman P. A.— Solar Phys., 1970, v. 12, p. 3.  
Dicke R. H., Goldenberg H. M.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 313.  
Durney B. R.— In: Basic Mechanisms of Solar Activity.— IAU, 1976.— P. 243.  
Durney B. R., Roxburgh I. W.— Solar Phys., 1971, v. 16, p. 3.  
Eddy J. A.— Science, 1976, v. 192, No. 4245, p. 1189.  
Eddy J. A.— Sci. American, 1977, v. 236, No. 5, p. 80.  
Eddy J. A., Gilman P. A., Trotter D. E.— Solar Phys., 1976, v. 46, p. 3.  
Elsässer K.— Zs. Astrophys., 1965, Bd. 63, S. 65.  
Gilman P. A.— Science, 1968, v. 160, No. 3829, p. 760.  
Gilman P. A. I.— Solar Phys., 1969а, v. 8, p. 316.  
Gilman P. A. II.— Ibid., 1969б, v. 9, pt. 1, p. 3.  
Gilman P. A.— Ibid., 1972, v. 27, p. 3.  
Gilman P. A. Pt. 2: Nonlinear Results.— J. Fluid Mech., 1973, v. 57, pt. 2, p. 381.

- Gilman P. A.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1974, v. 12, p. 47.
- Gilman P. A.— *J. Atm. Sci.*, 1975, v. 32, p. 1331.
- Gilman P. A.— In: *Basic Mechanisms of Solar Activity: Proc. of IAU Symposium*, 1976.— P. 207.
- Gilman P. A. I.— *Geophys. and Astrophys. Fluid Dynamic*, 1977, v. 18, p. 93.
- Gilman P. A. II. Effects of Temperature Boundary Conditions.— *Ibid.*, 1978a, v. 11, p. 157.
- Gilman P. A. III: Effects of Velocity Boundary Conditions.— *Ibid.*, 1978b, v. 11, p. 181.
- Hansen R. T., Hansen S. F., Loomis H. G.— *Solar Phys.*, 1969, v. 10, p. 135.
- Hill H. A., Clayton P. D., Patz D. L., Healy A. W., Stebbins R. I., Oleson J. R., Zannoni C. A.— *Phys. Rev. Lett.*, 1974, v. 3, p. 1497.
- Howard R.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1967, v. 5, p. 1.
- Howard R.— *Solar Phys.*, 1971, v. 16, p. 21.
- Howard R.— *Sci. American*, 1975, v. 232, p. 106.
- Howard R.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 210, pt. 2, p. 159.
- Howard R., Harvey J.— *Solar Phys.*, 1970, v. 12, p. 23.
- Kane R. P.— *Nature*, 1978, v. 274, p. 139.
- Kippenhahn R.— *Astrophys. J.*, 1963, v. 137, p. 664.
- Köhler H.— *Solar Phys.*, 1970, v. 13, p. 3.
- Krause F., Rädler K. H.— In: *Solar Magnetic Fields: IAU Symposium Dordrecht*, Holland: D. Reidel, 1971.— P. 770.
- Leighton R. B.— *Astrophys. J.*, 1969, v. 156, pt. 1, p. 1.
- Lerman J. G., Nook W. G., Vogel J. C.— In: *Radiocarbon Variations and Absolute Chronology*.— Stockholm: — Almquist and Wiksell, 1970.— P. 275.
- Moffatt H. K.— *J. Fluid Mech.*, 1970, v. 41, p. 435.
- Parker E. N.— *Astrophys. J.*, 1955, v. 122, p. 293.
- Parker E. N.— *Ibid.*, 1958, v. 128, p. 664.
- Parker E. N.— *Ibid.*, 1970, v. 160, No. 2, pt. 1, p. 383.
- Parker E. N. In: *The Solar and Terrestrial Dynamos*.— *Ibid.*, 1971, v. 164, No. 3, pt. 1, p. 491.
- Pittcock A. B.— *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 1978, v. 16, p. 400.
- Roxburgh I. W.— In: *Stellar Rotation, Proc. IAU Colloquium, Ohio State University Columbus, USA, September 8–11. — 1969.*— P. 318.
- Ruzmaikin A. A., Vainshtein S. I.— *Astrophys. and Space Sci.*, 1978, v. 59, p. 215.
- Schatten K. H.— *Solar Phys.*, 1973, v. 32, p. 315.
- Sears R. L.— *Astrophys. J.*, 1964, v. 140, p. 477.
- Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.— *Nature*, 1976, v. 259, No. 5539, p. 87.
- Starr V. P., Gilman P. A.— *Tellus*, 1965a, v. 17, p. 334.
- Starr V. P., Gilman P. A.— *Astrophys. J.*, 1965b, v. 141, p. 1119.
- Starr V. P., Gilman P. A.— *Sci. American*, 1968, v. 218, No. 1, p. 100.
- Stix M.— *Astron. and Astrophys.*, 1976, v. 47, p. 243.
- Suess H. E.— *J. Geophys. Res.*, 1965, v. 70, p. 5937.
- Ward F.— *Pure and Appl. Geophys.*, 1964, v. 58, p. 157.
- Ward F.— *Ibid.*, 1965a, v. 60, p. 126.
- Ward F.— *Astrophys. J.*, 1965b, v. 141, p. 534.
- Ward F.— *Ibid.*, 1966a, v. 145, p. 416.
- Ward F.— *Pure and Appl. Geophys.*, 1966b, v. 63, p. 196.
- Ward F.— *Mon. Not. RAS*, 1976, v. 135, p. 147.
- Wasiutynski J.— *Astrophysica Norvegica (Oslo)*, 1946, v. 4, p. 497.
- Wilcox J. M., Howard R.— *Solar Phys.*, 1970, v. 13, p. 251.
- Yoshimura H.— *Astrophys. J.*, 1978, v. 226, p. 706.
- Zirker J. B.— *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 1977, v. 15, p. 257.