

УДК 523.9-377

В. Н. Криводубский

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

Проблемы солнечного динамо-цикла

Подано результати досліджень, спрямованих на подолання деяких утруднень теорії сонячного турбулентного динамо. Врахування магнітного пригнічення α -ефекту і новітніх даних геліосейсмології розширює можливості механізму $\alpha\Omega$ -динамо при поясненні спостережених закономірностей і аномалій сонячної циклічності. Включення ефектів «магнітної антиплавучості» до моделі турбулентної перебудови глобального магнетизму дозволяє знати обмеження на величину тороїдального поля, збуджуваного Ω -ефектом поблизу дна конвективної зони. Розрахований в нелінійному наближенні період динамо-хвилі Паркера за порядком величини узгоджується зі спостереженою тривалістю сонячного циклу. Залучення до динамо-процесу результатів останніх геліосейсмічних вимірювань внутрішнього обертання приводить до північно-південної асиметрії меридіонального поля. У високоширотних ділянках конвективної зони в структурі меридіонального поля домінує квадрупольна мода, що надає можливість пояснити спостережену поблизу максимумів сонячних циклів магнітну аномалію (гадану «монополярність») глобального поля.

Первооткрыватель 11-летних циклов солнечных пятен Р. Вольф считал, что причина их цикличности состоит в гравитационном (приливном) действии планет на Солнце. Однако все поиски в этом направлении способствовали в большей мере развитию математики, чем установлению конкретных механизмов солнечной активности. Со временем возростала уверенность, что цикличность обусловлена физическими процессами на самом Солнце. После того как все наблюдаемые проявления солнечной активности все больше указывали на их связь с магнитными полями, стало ясно, что именно последние управляют циклом.

Согласно современным представлениям [2, 12, 13] глобальное осесимметричное магнитное поле Солнца \mathbf{B} состоит из двух компонентов: спрятанного в глубинах сильного тороидального (азимутального) поля \mathbf{B}_T , которое, прорываясь в некоторых местах благодаря магнитной плаваемости на поверхность, определяет интенсивность пятнообразования, и слабого полоидального (меридионального) поля \mathbf{B}_P , силовые линии которого, выходя на солнечную поверхность, очевидно, формируют фоновые, в частности полярные, магнитные поля. Полный период смены магнитного знака биполярных групп пятен вмещает два 11-летних цикла пятен

(магнитный цикл Хейла). Околополярное поле также изменяется с периодом около 22 лет, достигая максимальных значений в эпохи минимумов активности пятен, и изменяет свой знак вблизи эпох максимумов пятен. Таким образом, наблюдаемые закономерности солнечного магнетизма свидетельствуют, что обе составляющие глобального поля связаны друг с другом, изменяются во времени в противофазе со средним периодом около 22 лет и, очевидно, генерируются одним механизмом, а сам процесс генерации имеет колебательный (периодический) характер.

Наибольшего распространения среди исследователей получили представления, что пусковым механизмом солнечного цикла служит турбулентное динамо [2, 12, 13]. Ключевую роль в современной теории динамо играет α -эффект [5], суть которого состоит в возможности возбуждения в плазме с зеркально-несимметричными (спиральными) движениями электродвижущей силы $\epsilon_{\text{gen}} = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle / c$, параллельной усредненному магнитному полю $\langle \mathbf{B} \rangle$ (α — параметр спиральности турбулентных движений, c — скорость света, угловые скобки обозначают усреднение по масштабам, значительно превышающим размеры турбулентных пульсаций). Для возникновения спиральности необходимо, чтобы в

поле турбулентных скоростей v усредненное значение корреляции $\langle v \cdot \text{rot} v \rangle$ на больших расстояниях отличалось от нуля и имело какой-то определенный знак. Величина параметра спиральности определяется выражением [2, 5]

$$\alpha \approx -\frac{\tau}{3} \langle v \cdot \text{rot} v \rangle \approx -\frac{2}{3} \Omega l^2 \nabla \ln(\rho v) = -\frac{2}{3} \Omega l^2 \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} + \frac{\nabla v}{v} \right), \quad (1)$$

где τ и l — характерное время и средняя длина перемешивания турбулентных пульсаций, $v = \langle v^2 \rangle^{1/2}$ — средняя квадратичная турбулентная скорость, Ω — угловая скорость, ρ — плотность плазмы, $\nabla \equiv \partial/\partial r$ — радиальный градиент.

Благоприятные условия для формирования спирального поля скоростей создаются в конвективной зоне (КЗ) Солнца, где существует сильный вертикальный градиент плотности потока (ρv). В результате взаимодействия вращения и конвекции в КЗ формируется специфическая комбинация дифференциального вращения (крупномасштабная составляющая поля скоростей) и спиральной турбулизованной конвекции (мелкомасштабная составляющая). Дифференциальное вращение, действуя на полоидальное поле B_p , возбуждает тороидальную составляющую B_T (Ω -эффект), тогда как спиральная конвекция регенерирует из этого поля полоидальную составляющую B_p (α -эффект). Именно α -эффект довольно просто замыкает солнечный динамо-цикл, поскольку он обеспечивает в каждом текущем цикле генерацию нового полоидального поля, противоположного направления по отношению к его ориентации в предыдущем цикле. В случае, когда генерация и диссипация магнитных потоков уравновешены, получают циклическую $\alpha\Omega$ -динамо модель, которую можно описать системой уравнений [5, 13]

$$\partial A / \partial t = \alpha B_T + D_T \Delta A, \quad (2)$$

$$\partial B_T / \partial t = r \sin \theta (B_p \nabla) \Omega \mathbf{i}_\varphi + D_T \Delta B_T, \quad (3)$$

где $A = A \mathbf{i}_\varphi$ — тороидальный векторный потенциал ($B_p = \text{rot} A$), r , θ и \mathbf{i}_φ — соответственно радиус, полярный угол и азимутальный единичный вектор в сферической системе координат, $D_T = \nu_T + \nu_m$ — коэффициент турбулентной магнитной диффузии, $\nu_T \approx (1/3)vl$ и $\nu_m = c^2/(4\pi\sigma)$ — турбулентная и магнитная вязкости, σ — газокINETическая проводимость плазмы.

Согласно Е. Паркеру [13] решение системы уравнений динамо (2)–(3), описывающих эволю-

цию магнитных компонентов B_T и B_p в пространстве и времени, можно представить в виде мигрирующих волн типа $C \exp[\omega t - i(qKr)] \exp i(k\theta \pm \omega t)$, названных Паркером динамо-волнами (ω — частота динамо-волны, $q = k/K$, K — волновое число динамо-волны, k — обычное волновое число). Направление меридиональной миграции динамо-волн (к экватору или к полюсам) зависит от знака (отрицательного или положительного) произведения $\alpha \cdot \partial \Omega / \partial r$. Период динамо-волны T определяется интенсивностью α -эффекта и величиной радиального градиента угловой скорости $\partial \Omega / \partial r$ в КЗ

$$T = 2\pi/\omega = 2\pi / [(1/2) \sin \theta |\alpha G| k]^{1/2} \approx \approx 2\pi / [(1/2) \sin \theta |\alpha \cdot \partial \Omega / \partial r| \cdot (r/\lambda)]^{1/2} \quad (4)$$

($G \equiv r \partial \Omega / \partial r$ — мера радиального дифференциального вращения, $\lambda \approx 1/k$ — меридиональная протяженность области динамо при модельных расчетах). В модели $\alpha\Omega$ -динамо параметр T играет роль периода динамо-цикла.

Структура глобального поля зависит от знака и величины динамо-числа

$$K\lambda = (\alpha G \lambda^3 / \nu_T^2)^{1/3}, \quad (5)$$

которое характеризует эффективность динамо-процесса. При отрицательных значениях числа $K\lambda$ первой возбуждается основная нечетная мода поля — диполь, которая согласно модельных расчетов Паркера [13] требует $K\lambda = -7.43$; тогда как для возбуждения четной моды — квадруполья необходимо $K\lambda = -9.10$. В случае же положительных волновых динамо-чисел в генерируемом поле доминирующей будет квадрупольная мода, поскольку для ее возбуждения необходимо меньшее значение $K\lambda = +7.43$, чем для диполя ($K\lambda = +9.10$).

На основании механизма $\alpha\Omega$ -динамо исследователям удалось достичь значительных успехов в объяснении наблюдаемых закономерностей солнечной цикличности (см. обзор [22]). Однако еще осталось несколько серьезных затруднений теории солнечного динамо. В первую очередь это проблемы удержания сильных полей в области генерации, объяснения периода цикла и наблюдаемой северной магнитной аномалии во время переполусовки полярного поля в эпохи максимумов солнечных циклов. Суть проблем такова.

1. Для эффективного Ω -процесса необходимо, чтобы магнитные силовые трубки достаточно долго оставались в области генерации. Однако вследствие быстрого всплывания полей трудно обеспечить значительное их усиление. Как известно, паркеровская скорость всплывания поля V_B сравнима с

альвеновской скоростью c_a : $V_B(B) \approx c_a = B/(4\pi\rho)^{1/2}$. В таком случае эффективность всплывания наибольшая вблизи солнечной поверхности и значительно меньше в глубоких плотных слоях. Именно это является одной из основных причин, почему исследователи считают плотные слои вблизи нижнего основания КЗ наиболее благоприятным местом для динамо-процесса. Тем не менее, даже на глубине 100 тыс. км скорость подъема поля величиной 10 мТл составляет около 1 м/с, что приводит к быстрому его всплыванию на поверхность (всего за три года). Таким образом, вследствие всплывания трудно удерживать сильное магнитное поле в зоне генерации в течение времени, сравнимого с длительностью солнечного цикла. Это приводит к ограничению на величину тороидального поля, возбуждаемого Ω -эффектом [13]. Поэтому возникает необходимость поиска механизмов «магнитной антиплавучести», способных компенсировать потери магнитного потока в зоне генерации.

2. Проведенные с помощью формулы (4) расчеты периода динамо-волны на основании физических параметров моделей КЗ в кинематическом приближении дают оценку около одного года [2, 14], что значительно меньше наблюдаемой продолжительности солнечного цикла. Полученные заниженные оценки периода T , по-видимому, обусловлены тем, что при расчетах были использованы завышенные значения параметров α и $\partial\Omega/\partial r$. Поэтому решение проблемы следует искать в нелинейной постановке задачи о циклическом динамо-процессе. Очевидно, что учет самоиндукции приведет к заметному понижению чувствительного параметра спиральности. Что же касается параметра $\partial\Omega/\partial r$, то вряд ли магнитное поле в состоянии существенно повлиять на регулярное поле скоростей $\Omega(r, \theta)$, поскольку плотность магнитной энергии возбуждаемого поля значительно меньше кинетической энергии вращения. Тем не менее, ощутимое уменьшение величины $\partial\Omega/\partial r$ можно получить за счет более надежных в последние годы его определений из расшифровки гелиосейсмологических данных, в том числе полученных с помощью инструментов на космическом аппарате SOHO (в последнее десятилетие при изучении внутреннего вращения Солнца исследователи обнаружили тенденцию к уменьшению этого гелиосейсмического параметра).

3. Магнитографические наблюдения поверхностных (фоновых), в частности полярных, магнитных структур свидетельствуют, что в большинстве случаев полоидальное поле можно описать диполем, антисимметричным по полярности относительно экваториальной плоскости. Однако во время последних пяти максимумов солнечной активности

реверсация полярностей северного и южного полярных полей, так называемая переполюсовка, происходила с интервалом 1-2 года. В результате оба магнитные полюса в этот период имели одинаковый знак. Создавалось впечатление, будто бы глобальному полю присуща структура «монополя» [4, 18]. Для объяснения такой наблюдаемой магнитной аномалии некоторые исследователи допускают, что в это время на Солнце доминировала магнитно-симметричная относительно экваториальной плоскости квадрупольная мода полоидального поля [12, 18]. Теория динамо обязана обосновать это предположение. Существенную помощь в решении проблемы должна оказать гелиосейсмология, которая открыла широкие возможности диагностики недр Солнца. Уверенность в успехе окрепла после того, как в результате последних гелиосейсмологических экспериментов [19, 20] были обнаружены различные режимы внутреннего вращения в экваториальной и околополюсных областях КЗ, а также вариации угловой скорости со временем (с фазой цикла).

Таким образом, усовершенствование моделей солнечного динамо-цикла с целью решения обсуждаемых проблем следует искать за счет включения в эти модели механизмов направленного вниз магнитного потока, нелинейных эффектов (самоиндукции) и привлечения результатов новейших гелиосейсмических измерений внутреннего вращения Солнца. На преодоление отмеченных затруднений теории солнечного динамо были направлены усилия автора в последние годы.

Ниже кратко приведены основные результаты этих исследований (во всех случаях при расчетах использовались физические характеристики подфотосферных слоев из модели КЗ Стикса [26]).

1. Удержание мощных магнитных полей в области генерации. В связи с проблемой магнитной плавучести особое внимание исследователей привлекает переходной слой на границе КЗ и радиативных недр, внутрь которого энергия переносится конвекцией, а наружу — выносится радиацией. В литературе он получил название *слой проникающей конвекции* (convective overshoot layer) [23]. В этой области стратификация вещества слабо сверхадиабатичная, что необходимо для противодействия магнитной плавучести. Тем не менее, даже здесь трудно удержать поля, сильнее 10 мТл [13]. Ограничения на величину поля были в значительной мере сняты после расчета эффекта магнитной плавучести в рамках теории усредненного магнитного поля [3].

Для дальнейшего согласования времени выноса на поверхность с длительностью цикла необходимо

принять во внимание эффекты направленной вниз турбулентной транспортировки горизонтального магнитного поля, которая не связана с движением среды как целого. Автор включил в схему перестройки тороидального поля два эффекта «магнитной антиплавучести». Наиболее изучен макроскопический турбулентный диамагнетизм — эффект направленного переноса магнитного поля, который возникает в неоднородном поле турбулентных скоростей (γ -эффект) [2]. Физический смысл турбулентного диамагнетизма состоит в вытеснение крупномасштабного магнитного поля вдоль градиента турбулентной вязкости $\nabla\nu_T$ (в направлении ее уменьшения) со скоростью $V_\mu = -\nabla\nu_T/2$. Поэтому вблизи дна КЗ и в overshoot-слое, где интенсивность турбулентной конвекции плавно уменьшается до нуля, турбулентный диамагнетизм действует против магнитной плавучести [6, 21]. В турбулентной среде возникает еще один направленный перенос магнитного поля, обусловленный переменностью плотности плазмы ρ ($\nabla\rho$ -эффект) [1, 17]. Неоднородность плотности в нелинейном режиме приводит к переносу поля вдоль градиента ρ со скоростью $V_\rho \approx (1/6) \cdot \tau v^2 \nabla\rho/\rho$. Поскольку на вертикальном протяжении КЗ имеет место сильнейший радиальный градиент плотности плазмы (величина ρ изменяется на 5-6 порядков величины), то здесь возникает весьма интенсивный магнитный поток в направлении нижнего основания КЗ [8, 9].

Проведенные автором модельные расчеты на основе условия баланса эффектов магнитного всплывания и опускания полей $V_B(B) + V_\mu(B) + V_\rho = 0$ показали, что в глубинных слоях γ - и $\nabla\rho$ -эффекты успешно противодействуют магнитной плавучести [6, 8, 9, 21]. Направленная вниз магнитная накачка, обусловленная этими двумя эффектами, достаточна для удержания вблизи дна КЗ (области интенсивного Ω -эффекта) сильных тороидальных полей ($B \approx 0.3...0.4$ Тл) в течение времени, сравнимого с длительностью цикла.

2. Период динамо-цикла. При анализе динамо-процесса в нелинейном режиме необходимо учесть, что нарастающее магнитное поле B в первую очередь будет подавлять α -эффект, как наиболее упорядоченный и, в то же время, слабый по сравнению с Ω -эффектом. Согласно Л.Кичатинову и Г.Рюдигеру [24] магнитное подавление альфа-эффекта (альфа-квенчинг) можно описать выражением $\alpha(B) = \alpha_0\Psi_\alpha(B)$, где α_0 — определяемый выражением (1) коэффициент спиральности в отсутствие поля, а $\Psi_\alpha(B)$ — квенчинг-функция. Как отмечено в предыдущем пункте, вследствие эффектов «магнитной антиплавучести» вблизи дна КЗ могут удерживать-

ся довольно мощные ($B \approx 0.3...0.4$ Тл) тороидальные поля. В проведенном нами исследовании [10] установлено, что поля такой интенсивности вызывают существенный альфа-квенчинг ($\Psi_\alpha(B) \approx 0.4$). Поэтому величина рассчитанного в нелинейном режиме параметра спиральности $\alpha(B) = \alpha_0\Psi_\alpha(B)$ составляет примерно $-2 \cdot 10^2$ см/с, что более чем в два раза меньше кинематических оценок коэффициента α_0 [7, 14], которые использовались для определения периода динамо-волны раньше.

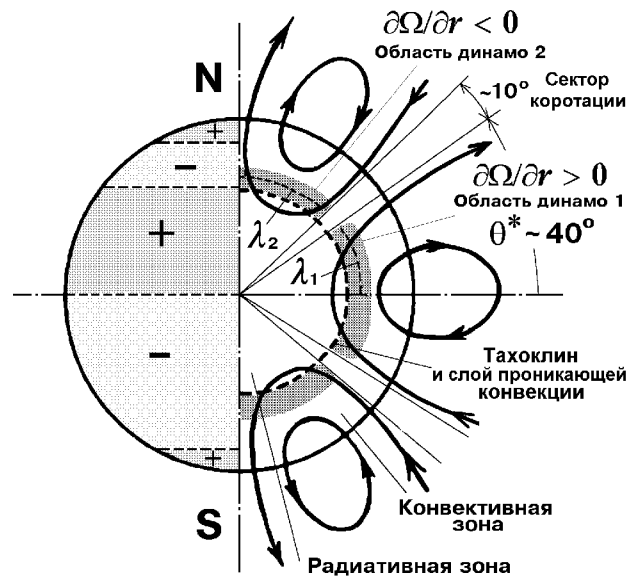
При определении $\partial\Omega/\partial r$ важно оперировать, как отмечалось, результатами последних гелиосейсмических экспериментов. На основании данных измерений внутреннего вращения Солнца $\Omega(r, \theta)$ [19] автором были проведены расчеты радиальных градиентов угловой скорости $\partial\Omega/\partial r$ в различных участках КЗ [11]. Для срединной широтной плоскости 20° приэкваториального домена быстрого вращения (которая соответствует примерно середине «королевской зоны» пятен на солнечной поверхности) получена оценка $\partial\Omega/\partial r \approx 6 \cdot 10^{-18}$ рад/с·см.

В результате рассчитанный с новыми значениями параметров период динамо-цикла удлинняется (по сравнению с его значительно меньшими кинематическими оценками) до семи лет [11], что по порядку величины хорошо согласуется с наблюдаемой протяженностью солнечного цикла.

3. Северно-южная магнитная асимметрия. Данные последних гелиосейсмических экспериментов вынуждают изменить установившиеся взгляды на картину внутреннего вращения Солнца. Две независимые группы исследователей вблизи максимума 23-го цикла активности (1995—2000 гг.) осуществили взаимно дополняющие друг друга гелиосейсмологические эксперименты [19, 20]. Первая группа проводила наблюдения в рамках проекта наземной сети шести обсерваторий Global Oscillation Network Group (GONG), а вторая — с помощью инструмента Michelson Doppler Imager на борту космической станции SOHO. В результате решения обратной задачи вращательного расщепления частот акустических и гравитационных (p - и f -мод) глобальных колебаний было установлено, что характер внутреннего вращения Солнца сильно изменяется как с глубиной, так и с гелиоширотой. Поле угловой скорости $\Omega(r, \theta)$ в КЗ разделено на домены быстрого и медленного вращения с противоположными знаками радиального градиента угловой скорости. В приэкваториальном (низкоширотном) домене быстрого вращения угловая скорость в основном уменьшается с глубиной (т. е. увеличивается с увеличением радиуса — $\partial\Omega/\partial r > 0$), тогда как в околополюсных (высокоширотных) доменах

медленного вращения она, наоборот, возрастает внутрь Солнца ($\partial\Omega/\partial r < 0$). Непосредственно под нижнем основанием КЗ ($r \approx 0.71R_{\odot}$, R_{\odot} — радиус Солнца) в так называемом *тахоклине* [25] имеет место резкий переход от широтного дифференциального вращения КЗ к почти жесткому вращению радиативной зоны. Изменение характера дифференциального вращения происходит в относительно узкой широтной полосе $\theta^* \approx 40^\circ \dots 50^\circ$ ($\theta^* = 90^\circ - \theta$) с постоянной угловой скоростью вдоль радиуса (секторе коротации), которая разделяет КЗ в каждом полушарии на два указанных домена быстрого и медленного вращения и через тахоклин смыкается с радиативной зоной. Следует ожидать, что в этих доменах с противоположными знаками $\partial\Omega/\partial r$ будут разными условия относительно возбуждения глобальных мод гелиомагнитного поля.

Наиболее благоприятным местом для $\alpha\Omega$ -динамо исследователи считают слои вблизи дна КЗ. Как показано выше, в глубинных слоях турбулентные механизмы «антиплавучести» способствуют в течение длительного времени удержанию сильных полей. Наиболее эффективное противодействие магнитной плавучести, как отмечалось, достигается в слое проникающей конвекции [23]. Однако согласно гелиосейсмическим измерениям [15] этот слой очень тонкий (толщина его составляет всего 3000—3500 км). Поэтому исследователи предполагают, что область динамо распространяется глубже и захватывает также тахоклин толщиной около 25 тыс. км [16]. В связи с этим на основании физических характеристик КЗ из модели Стикса [26] нами было исследовано две области динамо вблизи тахоклина [11]. Первая область локализована в приэкваториальном домене положительного (область динамо 1 — ОД1), а вторая — в околополюсных доменах отрицательного (область динамо 2 — ОД2) радиальных градиентов угловой скорости $\partial\Omega/\partial r$. Рассчитанное по формуле (5) значение волнового динамо-числа в ОД1 (меридиональная протяженность которой составляет $\lambda_1 \approx 3.6 \cdot 10^{10}$ см) равняется $K\lambda_1 \approx -7$ ($\alpha \approx -2 \cdot 10^2$ см/с, $\partial\Omega/\partial r \approx 6 \cdot 10^{-18}$ рад/с·см, $\nu_T \approx 3 \cdot 10^{12}$ см²/с), что близко к необходимому для возбуждения диполя значению $K\lambda = -7.43$. Поэтому на средних и низких широтах $\alpha\Omega$ -динамо будет генерировать в первую очередь основную, антисимметричную моду полоидального поля — *диполь* (рисунок, правая полушфера), которая мигрирует к экватору (поскольку $\alpha \cdot \partial\Omega/\partial r < 0$). На широтах θ^* выше 50° изменяется на противоположный знак радиального градиента угловой скорости ($\partial\Omega/\partial r \approx -8 \cdot 10^{-18}$ рад/с·см). В этом случае рассчитанное число $K\lambda_2$ в ОД2 ($\lambda_2 \approx 3.6 \cdot 10^{10}$ см)



Структура меридионального (полоидального) магнитного поля Солнца, рассчитанная на основе модели $\alpha\Omega$ -динамо с использованием данных гелиосейсмологических экспериментов [19], проведенных вблизи эпохи максимума 23-го цикла. **Правая полушфера.** Магнитные силовые линии диполя ($\theta^* \leq |\pm 40^\circ|$, $\partial\Omega/\partial r > 0$, область динамо 1) и квадруполь ($\theta^* \geq |\pm 50^\circ|$, $\partial\Omega/\partial r < 0$, область динамо 2) (λ_1 и λ_2 — меридиональные протяженности ОД1 и ОД2). Низкоширотный и высокоширотный домены с противоположными знаками $\partial\Omega/\partial r$ разделены сектором коротации ($\partial\Omega/\partial r = 0$), который смыкается с почти жестко вращающейся радиативной зоной. Пунктирная линия соответствует нижнему основанию КЗ ($r \approx 0.71R_{\odot}$), глубже которого расположен *тахоклин* — тонкий слой толщиной около 25 тыс. км, где происходит резкий переход от широтного дифференциального вращения КЗ к почти жесткому вращению радиативной зоны. Непосредственно под КЗ локализован еще более тонкий (толщиной ≈ 3000 — 3500 км) *слой проникающей конвекции*, внутрь которого энергия переносится конвекцией, а наружу — выносится радиацией. Именно тахоклин и слой проникающей конвекции, а также прилегающие к ним самые глубинные слои КЗ, в которых в наибольшей мере проявляются эффекты «магнитной антиплавучести» (заштрихованная область) — наиболее благоприятное место для механизма $\alpha\Omega$ -динамо и удержания в течение длительного времени сильных полей в глубинах Солнца. **Левая полушфера.** Широтные зоны с положительной (+) и отрицательной (−) магнитными полярностями поверхностного (фонового) поля. Знаки «+» и «−» означают направление магнитных силовых линий соответственно от и до Солнца. Хорошо видна северо-южная асимметрия поверхностного поля, при этом оба полюса имеют одинаковый (+) знак поверхностного поля. Последнее позволяет объяснить наблюдаемую магнитную аномалию полярных полей — эффект кажущейся «монополярной» структуры меридионального поля в эпохи максимумов солнечных циклов

будет положительным ($\approx +8$). Ясно, что теперь в структуре меридионального поля преобладает *квадруполь*, для возбуждения которого достаточно $K\lambda = +7.43$.

В результате на схеме распределения магнитных полярностей поверхностного поля (рисунок, левая полусфера) в одной полусфере, например северной, обнаруживается три, а в южной — две широтные зоны перемежающихся магнитных знаков (полярностей). Чрезвычайно важно, что в картине поверхностного магнетизма, полученной в результате суперпозиции двух мод, околополюсные зоны имеют одинаковый знак. Северо-южная асимметрия поверхностного магнитного поля предоставляет возможность объяснить наблюдаемую вблизи эпох максимумов солнечных циклов магнитную аномалию полярных полей (кажущуюся «монополярность» полоидального поля) [11].

Таким образом, включение в модель $\alpha\Omega$ -динамо эффектов «магнитной антиплавучести», учет нелинейности, а также привлечение последних гелиосейсмологических данных о внутреннем вращении Солнца расширяет возможности теории турбулентного динамо при объяснении наблюдаемых закономерностей и аномалий солнечных циклов.

1. Вайнштейн С. И. Магнитные поля в космосе. — М.: Наука, 1983.—240 с.
2. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М: Наука, 1980.—352 с.
3. Кичатинов Л. Л., Пипин В. В. Плавучесть среднего магнитного поля в турбулентной среде // Письма в Астрон. журн.—1993.—19, № 6.— С. 557—563.
4. Котов В. А., Ханейчук В. И. Цап Т. Т. К измерениям магнитного разбаланса Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 3.—С. 205—216.
5. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. — М: Мир, 1984.—320 с.
6. Криводубский В. Н. О переносе магнитных полей в турбулентной оболочке Солнца // Астрон. журн.—1984.—61, № 2.—С. 354—365.
7. Криводубский В. Н. Интенсивность источников магнитных полей солнечного $\alpha\Omega$ -динамо// Астрон. журн.—1984.—61, № 3.—С. 540—548.
8. Криводубский В. Н. Перенос крупномасштабного магнитного поля Солнца, обусловленный неоднородностью плотности вещества конвективной зоны // Письма в Астрон. журн.—1987.—13, № 9.—С. 803—810.
9. Криводубский В. Н. Турбулентный перенос крупномасштабного магнитного поля во вращающейся конвективной зоне Солнца // Астрон. журн.—1992.—69, № 4.—С. 842—849.
10. Криводубский В. Н. Вращательная анизотропия и магнитное подавление гиротропной турбулентности в конвективной зоне Солнца // Астрон. журн.—1998.—75, № 1.—С. 139—143.
11. Криводубский В. Н. О структуре глобального магнитного поля Солнца, возбуждаемого механизмом турбулентного динамо // Астрон. журн.—2001.—78, № 9.—С. 649—658.
12. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. — М: Наука, 1980.—340 с.
13. Паркер Е. Космические магнитные поля: в 2-х частях. — М: Мир, 1982.
14. Стикс М. Теория динамо и солнечный цикл // Проблемы солнечной активности / Под ред. В. Бумба, И. Клечек. — М: Мир, 1979.—С. 143—172.
15. Basu S. Seismology of the base of the solar convection zone // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1997.—288.—P. 572—584.
16. Charbonneau P., Christensen-Dalsgaard J., Henning R., et al. Helioseismic constraints on the structure of solar tachocline // Astrophys. J.—1999.—527.—P. 445—460.
17. Drobyshevskij E. M. Magnetic field transfer by two-dimensional convection and solar “semi-dynamo” // Astrophys. Space Sci.—1977.—46, N 1.—P. 41—49.
18. Howard R. Studies of solar magnetic fields. I. The average field strengths // Solar Phys.—1974.—38.—P. 283—299.
19. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., et al. Dynamic variations at the base of the solar convection zone // Science.—2000.—287.—P. 2456—2460.
20. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., et al. Deeply penetrating banded zonal flows in the solar convection zone // Astrophys. J.—2000.—533.—P. L163—L166.
21. Kryvodubskiy V. N., Rüdiger G., Kichatinov L. L. Non-linear diamagnetic transfer and magnetic buoyancy of large-scale magnetic field in the convective zone of the Sun // Висн. Київ. ун-ту. Астрономія.—1994.—№ 33.—С. 55—58.
22. Ossendrijver M. The solar dynamo // Astron. and Astrophys. Rev.—2003.—11, N 4.—P. 287—367.
23. Roxburgh I. W. Convection and solar structure // Astron. and Astrophys.—1978.—65.—P. 281—285.
24. Rüdiger G., Kichatinov L. L. Alpha-effect and α -quenching // Astron. and Astrophys.—1993.—269.—P. 581—588.
25. Spiegel E. A., Zahn J.-P. The solar tachocline // Astron. and Astrophys.—1992.—265.—P. 106—114.
26. Stix M. The Sun. — Berlin: Verlag, 1989.—200 p.

PROBLEMS OF SOLAR DYNAMO-CYCLE

V.N. Kryvodubskiy

The results of the researches devoted to overcoming some difficulties of the theory of solar turbulent dynamo are presented. Allowance for magnetic quenching of α -effect and newer helioseismic data extends the possibilities of $\alpha\Omega$ -dynamo mechanism for interpretation of the observed regularities and anomalies of the solar magnetism. Inclusion of «magnetic antibuoyancy» effects to model of turbulent reconstruction of global magnetism enables us to impose restrictions on the magnitude of toroidal field excited by Ω -effect near the convection zone bottom. The period of Parker's dynamo-wave calculated in non-linear regime agrees to order of magnitude with observed duration of solar cycle. The use of recent data of helioseismic measurements of the inner rotation in dynamo-process leads to north-south asymmetry of the meridional field. At high-latitude regions of the convection zone, a quadrupolar mode is dominant in the net meridional field, which provides an explanation for the magnetic structure anomaly (apparent “monopole”) of the global field observed near the maxima of solar cycles.