МОДЕЛЬ ДИНАМО СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Кичатинов Л.Л.^{1,2}, Непомнящих А.А.¹

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

DYNAMO MODEL FOR NORTH-SOUTH ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY

Kitchatinov L.L.^{1,2}, Nepomnyashchikh A.A.¹

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia*

²*Pulkovo Astronomical Observatory, St.-Petersburg, Russia*

Observations show long-term hemispheric asymmetry of sunspot activity: the northern or the southern hemisphere is alternately more active during several solar cycles. The dynamo theory relates the north-south asymmetry to a superposition of magnetic fields of quadrupolar and dipolar equatorial parity. A likely reason for the superposition is the quadrupolar field generation from the dominant dipolar field due to the latitude-dependent fluctuations in dynamo parameters. The explanation has been however doubted because of the short duration (about one month) of the fluctuations compared to the solar cycle period. Using a numerical dynamo model with fluctuating parameters, we show that the sense of the north-south asymmetry varies on a long time-scale (≈ 50 yr) in spite of the short duration of the fluctuations. The durable coherence of the asymmetry in our model is related to a relatively large quality factor of quadrupolar field oscillations. High Q -factors of stochastically forced oscillations is not an exceptional property of the dynamo mechanism. Examples for similar but not dynamo-related phenomena are given and explained.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-219-224

Введение

Северо-южная асимметрия солнечной активности остается на статистически значимом уровне после усреднения за несколько лет. Оливер и Баллестер [1] показали, что в 1874-1993 гг. северное и южное полушария попеременно показывали более высокую активность солнечных пятен в течение нескольких (около пяти) 11-летних циклов. Бадалян и Обридо [2] подтвердили эту тенденцию для более длительной эпохи 1821-2009 гг. Являются ли долговременные вариации северо-южной асимметрии солнечной активности периодическими или нерегулярными к настоящему времени не установлено. Их происхождение и свойства активно обсуждаются в литературе.

Северо-южная асимметрия в распределении магнитной энергии означает одновременное присутствие экваториально-симметричной (квадрупольной) и асимметричной (дипольной) составляющих в крупномасштабном магнитном поле. Наиболее вероятной причиной такой суперпозиции

дипольных и квадрупольных мод в магнитном поле Солнца считаются зависящие от широты флуктуации параметров динамо [3]. Однако долговременные изменения асимметрии на масштабах времени, охватывающих несколько солнечных циклов, кажутся не совместимыми [4] с их стохастическим происхождением. Характерное время флуктуаций в динамо совпадает по порядку величины с периодом вращения Солнца [5], т.е. более чем в сто раз короче 11-летнего цикла. Тем не менее, модель динамо с кратковременными флуктуациями параметров [6] показала изменения северо-южной асимметрии на больших масштабах времени. В последующем обсуждаются происхождение и свойства возникающей в модели динамо асимметрии. Приведен пример, показывающий, что долговременные изменения колебаний, возбуждаемых кратковременными случайными воздействиями, не являются исключительным свойством механизма динамо.

Модель динамо северо-южной асимметрии солнечной активности

Численная модель данной работы рассчитывает эволюцию во времени крупномасштабной составляющей магнитного поля в конвективной оболочке Солнца. Модель учитывает нерегулярные изменения (флуктуации) α -эффекта генерации полоидального поля. Амплитуда флуктуаций и их характерная длительность порядка периода вращения Солнца оценены по данным о солнечных пятнах [5]. Северо-южная асимметрия появляется в модели из-за нерегулярных изменений параметра α с широтой. Более детальные сведения о модели можно найти в [6] и данных там ссылках.

Мерой асимметрии может служить величина

$$A_t = \frac{B^2(15^\circ) - B^2(-15^\circ)}{B^2(15^\circ) + B^2(-15^\circ)}, \quad (1)$$

где B – тороидальное поле у основания конвективной зоны, в качестве аргумента которого указана соответствующая широта. Для оценки асимметрии полоидального поля используются расчетные значения радиального поля на полюсах:

$$A_p = \frac{B_r^2(90^\circ) - B_r^2(-90^\circ)}{B_r^2(90^\circ) + B_r^2(-90^\circ)}. \quad (2)$$

Величина асимметрии в нашей модели связана со случайными флуктуациями параметров и поэтому изменяется от цикла к циклу. Для оценки статистических характеристик асимметрии были проведены расчеты 4000 магнитных циклов. Рис.1 показывает изменения северо-южной асимметрии в циклах с 2000 по 2100 этих расчетов. Изменения асимметрии в данной модели не периодические. Параметры (1) и (2) изменяются нерегулярным образом с характерным временем, охватывающим несколько – в среднем около четырех – циклов [6].

Рис. 1. Асимметрия тороидального поля (1) в максимумах расчетных циклов (сплошная линия) и асимметрия полярного поля (2) в предшествующих этим циклам минимумах (пунктир). Значения асимметрии для отдельных циклов соединены прямыми линиями. Прямой линией в нижней части рисунка отмечен интервал, для которого следующие два рисунка показывают детальную динамику поля.

Магнитное поле можно представить в виде суперпозиции его дипольной и квадрупольной составляющих:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^d + \mathbf{B}^q = (\mathbf{B}(\lambda) - \mathbf{B}(-\lambda))/2 + (\mathbf{B}(\lambda) + \mathbf{B}(-\lambda))/2, \quad (3)$$

где λ - широта. На рис. 2 показаны зависимости от времени дипольных и квадрупольных составляющих тороидального и полоидального полей для фрагмента расчетов отмеченного горизонтальной прямой линией на рис. 1.

Рис. 2. Дипольные (сплошная линия) и квадрупольные (пунктир) составляющие полярного поля (вверху) и тороидального поля у основания конвективной зоны на широте 15° (внизу) для расчетных циклов с 2009 по 2035.

Широтно-временная диаграмма тороидального поля для того же фрагмента расчетов показана на рис. 3. Как видно из рис. 2, колебания квадрупольной и дипольной составляющих поля в первой половине рассматриваемого фрагмента происходят в противофазе. В этот период времени более актив-

ным является южное полушарие (рис.3). Во второй части фрагмента, колебания обеих составляющих поля стали синфазными, и доминирующим стало северное полушарие.

Рис. 3. Широтно-временная диаграмма тороидального поля для расчетных циклов с 2009 по 2035.

Итак, долговременная северо-южная асимметрия в нашей модели связана с согласованием фаз колебаний дипольной и квадрупольной составляющих крупномасштабного поля в течение нескольких циклов. Отсутствие периодичности в изменениях асимметрии означает, что периоды и фазы колебаний испытывают нерегулярные случайные изменения от цикла к циклу [5], но изменения разности фаз дипольных и квадрупольных колебаний происходят на масштабе времени, охватывающем несколько (в среднем 4.28 [6]) циклов. Такая ситуация связана с относительно высокой добротностью колебаний квадрупольной составляющей магнитного поля.

Если выписать уравнение для квадрупольной составляющей поля, то в нем обнаруживается источник, пропорциональный как величине дипольной составляющей поля, так и симметричной относительно экватора составляющей флуктуаций параметра α [6] (средняя величина α антисимметрична относительно экватора, а симметричная составляющая α связана исключительно с флуктуациями). В крупномасштабном магнитном поле Солнца доминирует дипольная составляющая [7]. В отсутствие флуктуаций обсуждаемая модель также дает периодически изменяющиеся во времени дипольные поля. Северо-южная асимметрия в модели связана с флуктуациями параметра α . Физическим механизмом такой асимметрии является возбуждение квадрупольных колебаний доминирующим дипольным полем опосредованное экваториально-симметричными флуктуациями параметра α . Сомнения в такой интерпретации могут быть связаны с малостью характерного времени флуктуаций. Однако пример следующего раздела показывают, что кратковременные случайные воздействия могут возбуждать долговременные колебания, и такие явления допускают простое объяснение.

**Долговременные колебания,
возбуждаемые кратковременными случайными воздействиями**

Рассмотрим простейший пример линейных колебаний, возникающих под воздействием случайной силы. В уравнении для таких колебаний,

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + 2\nu\dot{x} = f(t), \quad (4)$$

присутствует случайная сила $f(t)$ и коэффициент трения ν ($\nu < \omega_0$), учтенный для ограничения «времени памяти» колебаний. Уравнение допускает точное решение для произвольной вынуждающей силы, которое для начальных условий $x = 0, \dot{x} = 0$ при $t = 0$ можно записать в виде

$$x(t) = \frac{1}{\omega} \int_0^t e^{-\nu t'} \sin(\omega t') f(t - t') dt', \quad (5)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \nu^2}$ – частота колебаний. Случайную силу f будем считать стационарной в статистическом смысле случайной функцией времени. Такую силу можно характеризовать корреляционной функцией

$$F(t) = \langle f(T + t)f(T) \rangle, \quad (6)$$

где угловые скобки означают усреднение. Стационарность выражается в том, что корреляционная функция (6) зависит лишь от разности аргументов коррелируемых сил. По прошествии достаточного времени $t \gg 1/\nu$, осциллятор забудет начальные условия, и колебания также станут стационарным случайным процессом:

$$X(t) = \langle x(T + t)x(T) \rangle. \quad (7)$$

Вопрос о возможности возбуждения колебаний кратковременными воздействиями приводит к случаю малого времени корреляции τ случайных сил по сравнению с периодом $P_{\text{сус}} = 2\pi/\omega$ колебаний: $\tau \ll P_{\text{сус}}$. Этому случаю соответствует корреляционная функция

$$F(t) = \langle f^2 \rangle \tau \delta(t), \quad (8)$$

где $\delta(t)$ – дельта-функция. Подставляя решение (5) в (7) и используя (8), найдем среднеквадратичную амплитуду

$$A = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{\langle f^2 \rangle \tau}{2\nu}} \quad (9)$$

и нормированную корреляционную функцию

$$S(t) = e^{-\nu|t|} [\cos(\omega t) + \frac{\nu}{\omega} \sin(\omega|t|)] \quad (10)$$

колебаний, вызванных коротко коррелированными случайными силами:

$$X(t) = \frac{1}{2} A^2 S(t). \quad (11)$$

Убеждаемся, что несмотря на малость характерного времени случайных воздействий, возбуждение колебаний с высокой добротностью возможно, причем амплитуда и время когерентности колебаний ограничены лишь действием трения.

Этот результат имеет простое объяснение. При кратковременном воздействии силы, скорость $v = \dot{x}$ изменяется на величину Δv к новому зна-

чению $v + \Delta v$, или $v - \Delta v$ в зависимости от соотношения направлений силы и скорости. При этом энергия v^2 в среднем возрастает на величину Δv^2 . Возрастание энергии (линейных) колебаний ограничено только действием трения, пропорционального величине скорости.

Рис. 4. Корреляционная функция (10) колебаний для случая $v = 0.1\omega$.

Корреляционная функция колебаний для случая $v = 0.1\omega$ показана на рис. 4. Уменьшение величины корреляции со временем происходит из-за случайных изменений амплитуды и фазы колебаний. Осцилляции на рисунке являются очевидным следствием периодичности колебаний. В то же время, отсутствие изменений знака корреляционной функции северо-южной асимметрии в нашей модели динамо (рис. 7 в [6]) означает, что долговременные изменения асимметрии в модели не являются периодическими.

Выводы

Долговременная северо-южная асимметрия солнечной активности может быть вызвана кратковременными флуктуациями параметров динамо. Физическим механизмом для такой асимметрии является возбуждение колебаний квадрупольной составляющей крупномасштабного магнитного поля из-за экваториально-симметричных флуктуаций α -эффекта. Малая продолжительность и нерегулярный характер флуктуаций не противоречит такому объяснению. Долговременные изменения северо-южной асимметрии для предлагаемой модели не являются периодическими.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-02-00088.

Литература

1. R. Oliver, J.L. Ballester. Solar Physics, 1994, **152**, 481.
2. O.G. Badalyan, V.N. Obridko. New Astronomy, 2011, **16**, 357.
3. M. Schussler, R.H. Cameron. Astron. Astrophys., 2018, **618**, A89.
4. N.V. Zolotova et al. Astron. Nachr., 2010, **331**, 765.
5. L.L. Kitchatinov et al. Astron. Astrophys., 2018, **615**, A38.
6. A.A. Nepomnyashchikh et al. Astron. Astrophys., 2019, **625**, A37.
7. J.O. Stenflo. Astrophys. Space Sci., 1988, **144**, 321.