

О природе полоидальной составляющей магнитосферы Солнца

Кирьян Д. Г., Кирьян Г. В.

*Институт Проблем Машиноведения РАН
В.О., Большой проспект 61, Санкт-Петербург, Россия, 199178
эл.адрес: diki.ipme@gmail.com*

Установлена последовательность физических процессов, формирующих причинно-следственную связь между наблюдаемым полоидальным знакопеременным магнитным полем Солнца и внешним, по отношению к Солнцу, фактором не электромагнитной природы. Особенность орбитального движения Солнца, вокруг барицентра Солнечной системы, формирует внутри Солнца необходимые условия для генерации, наблюдаемой полоидальной составляющей магнитосферы Солнца и в этом процессе собственное вращение Солнца не принимает участия. На примере маятника с подвижным основанием показано, как внешнее воздействие на Солнце приводит к вынужденному колебательному процессу в самом Солнце, в результате которого и возникает знакопеременное полоидальное магнитное поле, которое в свою очередь определяет характер цикличности чисел Вольфа.

Выделен процесс, позволяющий ввести в рассмотрение естественную событийно-временную шкалу, которая может быть весьма полезна, как при планировании наблюдений, так и при синхронизации фрагментов, существующих наблюдательных временных рядов различной физической природы, содержащих в себе проявление полоидального магнитного поля Солнца с периодом около 20-ти лет.

Ключевые слова: Полоидальное магнитное поле Солнца, инверсия, переполосовка, Юпитер, Сатурн, барицентр, числа Вольфа

*Если ты желаешь вернуться к истине,
у тебя нет необходимости искать дорогу.
Ты знаешь её, ты спустился по ней.
Вернись по собственным следам.*

БЕРНАРД КЛЕРВОССКИЙ

1. Постановка задачи

В 1908 году американский астроном Джордж Хэйл (*Hale, George Ellery*), исследуя спектры излучения солнечных пятен, обнаружил проявление эффекта Зеемана¹, и тем самым первым установил присутствие магнитного поля у солнечных пятен, а в 1953 году американские астрономы Х.Д. Бэбкок и Х.У. Бэбкок (*Harold Delos Babcock & Horace Welcome Babcock*), используя разработанный ими магнитограф, обнаружили у Солнца слабое полоидальное магнитное поле [2, 3, 4]. В последующем, и по сей день, научным сообществом проводится систематическое изучение различных аспектов магнитосферы Солнца, в том числе и полоидального знакопеременного магнитного поля. До сих пор нет чёткого, общепринятого представления о механизме генерации этого поля, что лежит в его основе — внешние по отношению к Солнцу факторы или внутренние процессы в самом Солнце.

Объект исследования.

Полоидальное знакопеременное магнитное поле Солнца.

Рассмотрим рисунок 1 на котором показана ориентация векторов напряжённости магнитного поля \underline{B}_N и \underline{B}_S в географических полюсах Солнца, северном \mathbb{N} и южном \mathbb{S} . Эти векторы сонаправлены и лежат на оси собственного вращения Солнца (пунктирная линия), которая проходит через точку A — центр массы Солнца. На правой части рисунка, показана динамика полоидальной компоненты магнитосферы Солнца, выраженная через вариации проекций напряжённости полоидального магнитного поля B_N и B_S на северном и южном полюсах Солнца, соответственно.

$$\underline{B}_N \uparrow\uparrow \underline{B}_S, \quad B_N = \underline{B}_N \cdot \underline{n}_N, \quad B_S = \underline{B}_S \cdot \underline{n}_S, \quad (1)$$

¹В 1896 году нидерландский физик Питер Зееман (*Pieter Zeeman*), исследуя воздействие внешнего магнитного поля на источник излучения, открыл эффект расщепления спектральных линий [1].

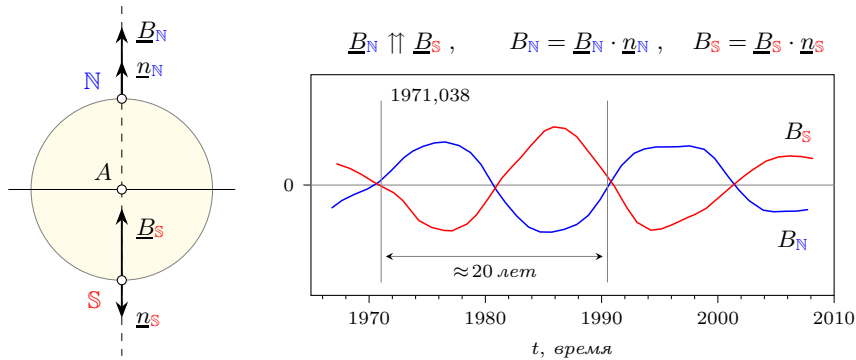


Рис. 1. Вариация магнитосферы Солнца. Фрагмент временных рядов B_N и B_S , из работы [5], отражающих изменение напряжённости полоидального магнитного поля на соответствующих географических полюсах Солнца.

где $\underline{n}_N, \underline{n}_S$ — местные нормали на полюсах, в северном и южном полушариях, Солнца. Данные наблюдений показывают, что полоидальная составляющая магнитосферы Солнца повторяется приблизительно каждые 20 лет. Последовательность ключевых моментов, отражающих эволюцию напряжённости магнитного поля B_N на северном полюсе Солнца, можно представить следующим образом

$$\dots \rightarrow B_N > 0 \rightarrow \underbrace{0 \rightarrow B_N < 0 \rightarrow 0}_{\approx 20 \text{ лет}} \rightarrow B_N > 0 \rightarrow \underbrace{0 \rightarrow B_N < 0 \rightarrow 0}_{\approx 10 \text{ лет}} \rightarrow \dots \quad (2)$$

Аналогично выстраивается последовательность событий и для южного географического полюса Солнца.

Цель.

Выявить последовательность причинно-следственных связей между внешними, по отношению к Солнцу, факторами не электромагнитной природы и наблюдаемым полоидальным знакопеременным магнитным полем Солнца.

Как и в задачах с «большой» историей и неоднозначными результатами, считаем правильным вернуться к моменту времени, когда стало ясно, что полоидальное магнитное поле Солнца регулярно меняет полярность.

2. Солнце и его орбита.

Центральным объектом, определяющим физическое существование нашей Солнечной системы, является Солнце, масса которого составля-

ет 99,86% от всей массы Солнечной системы. Рассмотрим, с точки зрения механики, некоторые ключевые характеристики Солнца.

Структура внутреннего строения Солнца представлена на рис. 2. Солн-

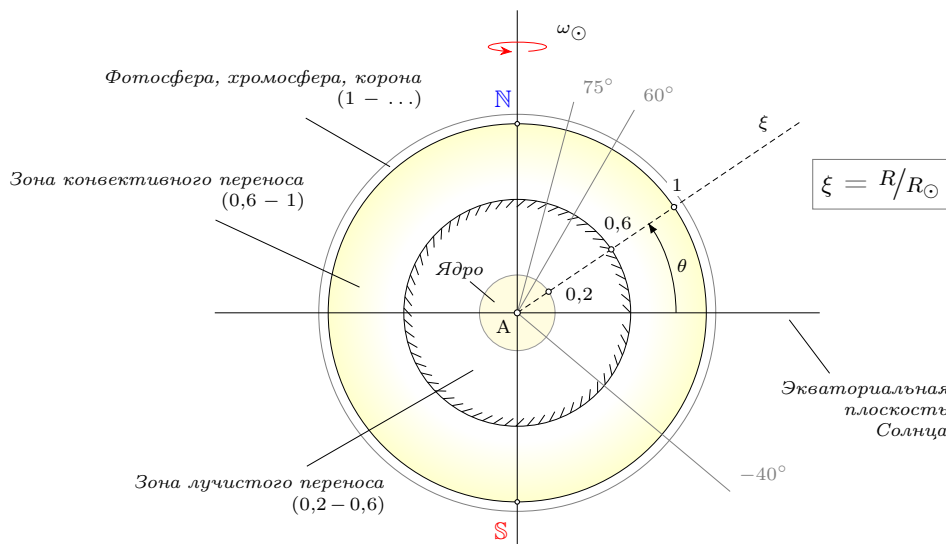


Рис. 2. Внутреннее строение Солнца (условная схема).

це вращается вокруг оси, проходящей через центр массы Солнца A и географические полюса N и S , против часовой стрелки с угловой скоростью ω_{\odot} . Доплеровские наблюдения поверхности Солнца фиксируют дифференциальное вращение с периодом от 25 суток, в экваториальной области, до 35 суток в высоких широтах. Введём в рассмотрение безразмерную радиальную координату ξ , как отношение радиального расстояния R , рассматриваемой точки внутри Солнца, к среднему радиусу Солнца R_{\odot} . К основным областям внутреннего строения Солнца относят ядро, зоны лучистого и конвективного переноса, а также фотосферу. Ядро — шаровая область ограничена радиусом $\xi = 0,2$. Область, окружающая непосредственно ядро Солнца, называется зоной лучистого переноса и она простирается до $\xi = 0,6$. В свою очередь, зону лучистого переноса окружает область конвективного переноса, далее следует фотосфера etc. На рис. 2, штриховкой отмечен шаровой слой, представляющий собой область соприкосновения зон лучистого и конвективного переноса. Представление о такой внутренней структуре Солнца основано на данных гелиосейсмологии [6, 7], которые позволили исследователям рассчитать радиальное распределение частоты вращения вещества внутри Солнца для различных широт (левая группа графиков на рис. 3). Анализ этой группы графиков показывает, что существует характерная область

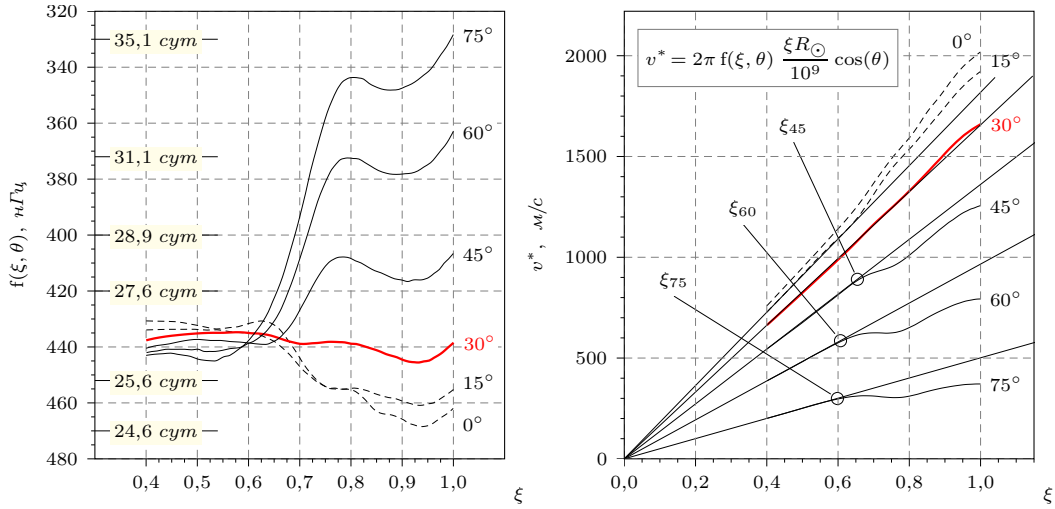


Рис. 3. Распределение частоты вращения Солнца $f(\xi, \theta)$ и соответствующей ей линейной скорости v^* вдоль радиуса ξ для широт $\theta = \{0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ\}$.

Солнца, ограниченная радиусом $\xi = 0,6$, вращающаяся с почти постоянной частотой $f(\xi, \theta) \approx 440$ nHz . Эта область включает в себя ядро и зону лучистого переноса. За пределами этой области видим резкое изменение частоты вращения и её дальнейшее нелинейное поведение. Правая группа графиков на рис. 3 отображает результат пересчёта частоты вращения Солнца $f(\xi, \theta)$ в линейную скорость вращения $v^*(\xi, \theta)$. Точки ξ_{45} , ξ_{60} , ξ_{75} показывают на каком радиусе вращения начинает проявляться отклонение скорости v^* от линейной зависимости, которая характерна для вращающегося недеформируемого твёрдого тела.

Таким образом, анализ графиков скоростей вращения, представленных на рис. 3, позволяет утверждать, что центральная часть Солнца (ядро и зона лучистого переноса), ограниченная радиусом $\xi = 0,6$, вращается, как недеформируемое твёрдое тело. Всё, что окружает центральную часть Солнца, а это зона конвективного переноса, фотосфера etc., проявляет, в той или иной степени, свойства подобные вязкой жидкости или газа.

Плотность Солнца. Радиальное распределение плотности и массы показаны на рис. 4. Отмечаем факт того, что ядро и зона лучистого переноса вместе составляют около 95% всей массы Солнца. Массу Солнца так же характеризует напряжённость гравитационного поля на его поверхности и она составляет около $274 m/c^2$, что в 28 раз больше чем у Земли.

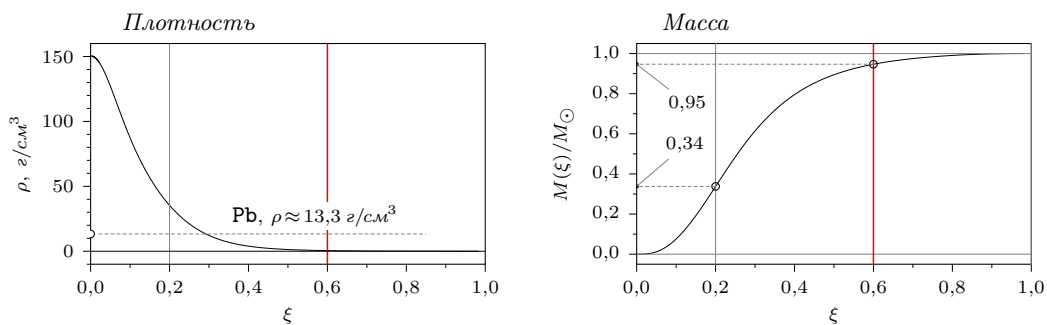


Рис. 4. Радиальное распределение плотности и массы Солнца.
 $M(\xi)$ — масса сферы радиуса ξ .

Орбитальное движение Солнца. На рис. 5 показан фрагмент орбитального движения центра массы Солнца (точка A) в барицентрической системе координат. Анализ эфемериды² Солнца показывает, что сидери-

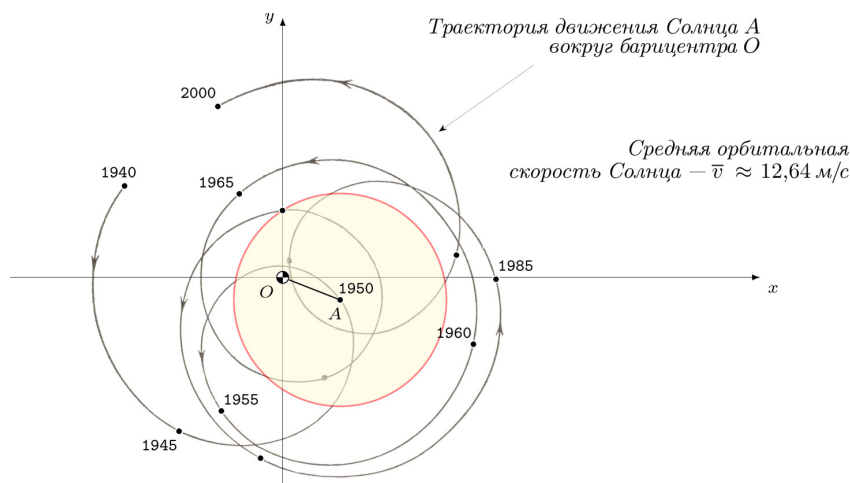


Рис. 5. Фрагмент проекции траектории центра массы Солнца A на плоскость эклиптики Oxy , из книги П.Г. Куликовского [8].

ческий период обращения самого Солнца вокруг барицентра составляет приблизительно 11,86 лет. Следует отметить ещё то, что орбитальная скорость Солнца v не постоянна и меняется в пределах от $8,5 \text{ м/с}$ до $16,1 \text{ м/с}$, а её среднее значение составляет $\bar{v} \approx 12,64 \text{ м/с}$. При этом, согласно закону о сохранении момента количества движения, соответствующим образом, меняется и радиус орбиты Солнца. Максимальное

²Эфемериды — таблицы с вычисленными координатами Солнца, планет, звёзд и иных небесных тел в соответствующей системе координат для заданных моментов времени.

удаление Солнца от барицентра Солнечной системы не превышает 2-х радиусов самого Солнца. Наклонение экватора Солнца к эклиптике составляет $\approx 7^\circ 15'$. Дополнительную информацию о Солнце можно найти во многих работах, например в фундаментальной работе [9].

3. Внешний фактор и полоидальное знакопеременное магнитное поле Солнца

В рамках эвристического подхода к объекту исследования (стр. 3), совместим на одной временной шкале (рис. 6) два, физически разных, процесса связанных с Солнцем, а именно вариацию орбитальной скорости

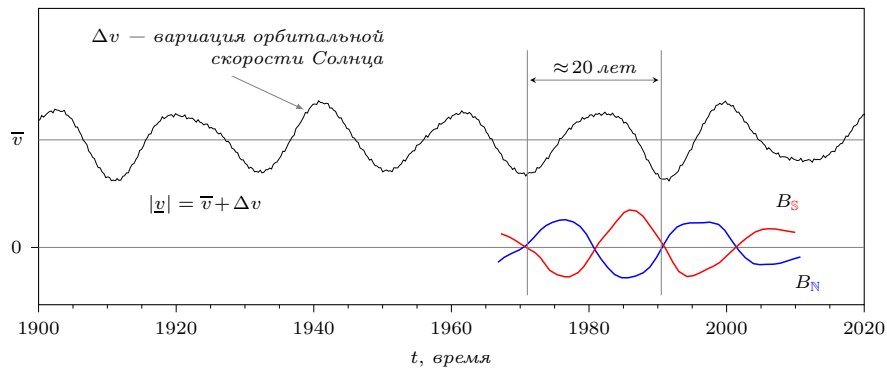


Рис. 6. Сопоставление вариации орбитальной скорости Солнца Δv с колебаниями напряжённости полоидального магнитного поля B_N , B_S на соответствующих полюсах Солнца.

сти Солнца Δv и временные ряды, отражающие напряжённость полоидального магнитного поля B_N , B_S на северном и южном полюсах Солнца, соответственно. Для построения были использованы наблюдательные данные из общедоступных источников:

- *NASA JPL Horizons* [10] — эфемериды Солнца и планет.
- *WSO Polar Field Observations* [11] — напряжённость полоидального магнитного поля на полюсах Солнца.

На рис. 6 отмечаем высокую степень временной согласованности вариации орбитальной скорости Солнца Δv с колебаниями напряжённости магнитного поля на полюсах Солнца. Повторение полоидальной конфигурации магнитосферы Солнца происходит приблизительно каждые 20 лет. Этот процесс сопровождается инверсией (переполюсовкой) поля, когда

напряжённость полоидального магнитного поля на полюсах Солнца, одномоментно становится равной нулю, то есть $B_N = B_S = 0$. Момент инверсии наступает всякий раз при достижении орбитальной скорости Солнца $|v|$ своего локального экстремума (минимального или максимального). В случае, когда орбитальное ускорение Солнца $|\dot{v}|$ достигает своего экстремума, на полюсах Солнца фиксируется максимальное значение напряжённости полоидального магнитного поля. Явная связность процессов, представленных на рис. 6, позволяет уверенно предположить, что

колебания напряжённости полоидального магнитного поля Солнца определяются исключительно 20-летней вариацией скорости орбитального движения Солнца Δv вокруг барицентра Солнечной системы.

Действительно, оставаясь в рамках законов классической механики, трудно предположить иное, а именно то, что процессы, происходящие внутри Солнца, могут влиять на неравномерность орбитального движения самого Солнца вокруг барицентра Солнечной системы (рис. 5).

Вопрос, а что это за внешний фактор, который формирует чётко выраженную 20-летнюю вариацию орбитальной скорости Солнца? Солнечная система — это замкнутая система гравитирующих тел, находящаяся в динамическом равновесии. Несомненно, вариация орбитальной скорости Солнца Δv с периодом около 20 лет, является результатом гравитационного взаимодействия всех материальных тел Солнечной системы за исключением тёмной материи [12, 13]. Опять же, руководствуясь эвристикой, ограничим число гравитирующих тел Солнечной системы, оставив те, которые могут значимо, как мы считаем, влиять на орбитальную скорость Солнца. Пусть, это будут Юпитер (J) с периодом $\approx 11,86$ лет и Сатурн (S) с периодом $\approx 29,45$ лет. Отметим, что масса Солнца составляет $\approx 99,86\%$ от массы Солнечной системы, а в оставшихся $0,14\%$, на долю Юпитера и Сатурна, приходится около 88% .

Рассмотрим характерные моменты взаимного пространственного расположения выбранных планет и Солнца, используя их эфемериды [10]. На рис. 7 показана взаимосвязь пространственной-временной конфигурации Солнца, Юпитера и Сатурна с наблюдаемой напряжённостью магнитного поля B_N и B_S на соответствующих полюсах Солнца. Взаимное расположение Юпитера и Сатурна охарактеризуем функцией $L(t)$, равной обратной величине квадрата расстояния между этими планетами, а так же через угловое расстояние $\Delta\lambda$ между ними. Моменты времени t_A, t_C, t_E фиксируют состояние инверсии (переполусовки) магнитного поля, а t_B, t_D, t_F соответствуют максимальному значению напряжённости полоидального магнитного поля на полюсах Солнца. Для каждого

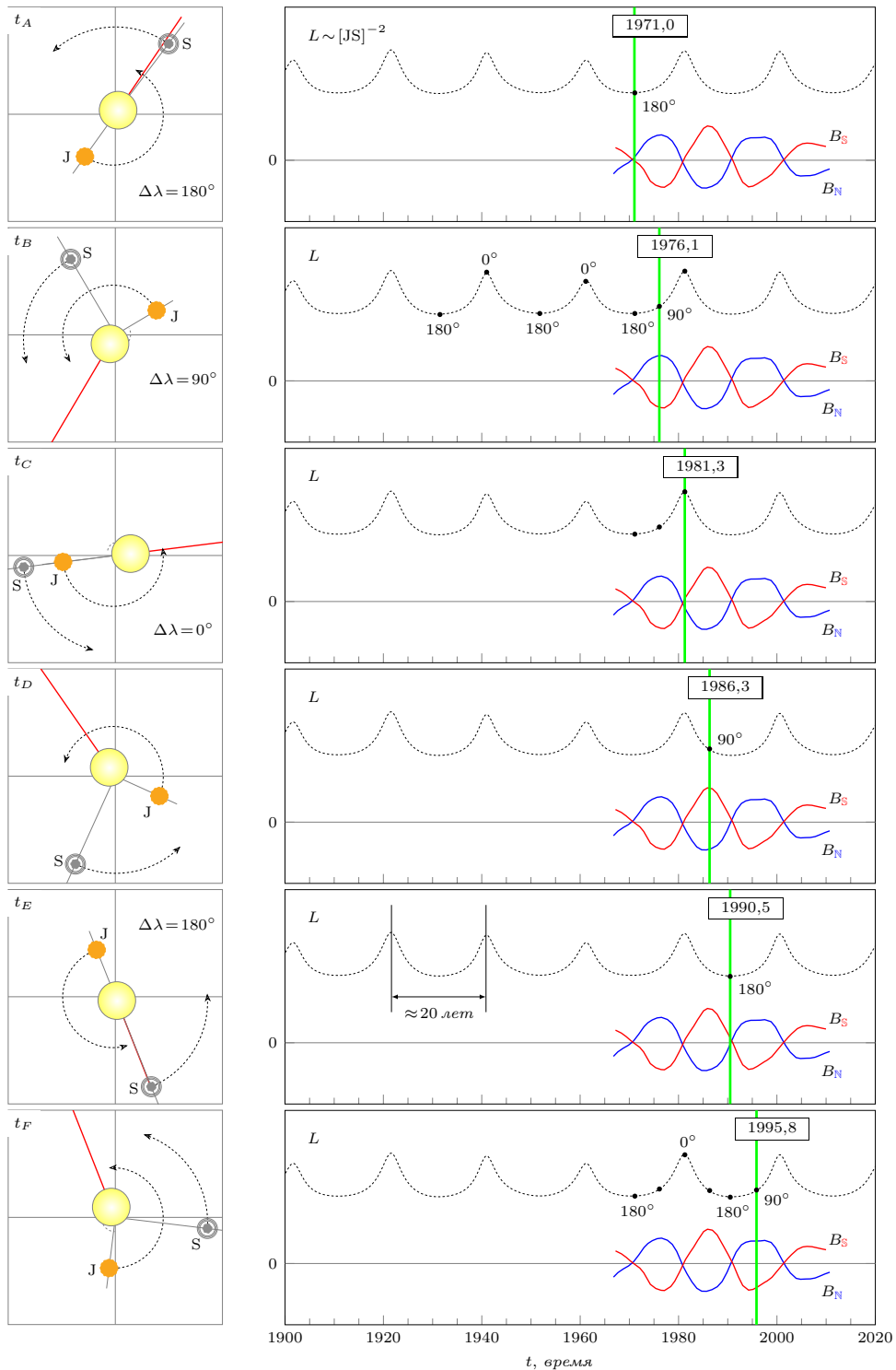


Рис. 7. Связность вариации напряжённости магнитного поля на полюсах в северном и южном полушариях Солнца (жёлтый диск) с пространственной конфигурацией Юпитера (J) и Сатурна (S), выраженной через угловое расстояние $\Delta\lambda$.

из этих ключевых моментов времени, в барицентрической системе координат, показано взаимное расположение Солнца, Юпитера и Сатурна. Красная линия показывает текущее направление центробежной силы, приложенной к центру массы Солнца A .

В таблице 1 приведены ключевые моменты времени для системы *Солнце-Юпитер-Сатурн* с указанием углового расстояния $\Delta\lambda$ между Юпитером и Сатурном, а так же состояния магнитосферы Солнца. Знак (+) или (-), справа сверху, у B_N или B_S , обозначает их положительный или отрицательный экстремум. Таким образом, из анализа взаимного распо-

Таблица 1. Моменты времени, фиксирующие особое состояние магнитосферы Солнца. $\Delta\lambda$ — угловое расстояние между Юпитером и Сатурном; JD — юлианская дата; GD — григорианский формат записи даты.

—	JD	GD	B_N, B_S	$L(t)$	$\Delta\lambda, \text{град}$
t_A	JD 2440966,5	19710115	0	<i>min</i>	178,8 (180)
t_B	JD 2442816,5	19760208	B_N^+, B_S^-		89,9 (90)
t_C	JD 2444706,5	19810412	0	<i>max</i>	1,1 (0)
t_D	JD 2446546,5	19860426	B_N^-, B_S^+		90,1 (90)
t_E	JD 2448076,5	19900704	0	<i>min</i>	179,6 (180)
t_F	JD 2450026,5	19951105	B_N^+, B_S^-		90,2 (90)
t_G	JD 2451716,5	20000621	0	<i>max</i>	1,2 (0)
t_H	JD 2453796,5	20060302	B_N^-, B_S^+		90,1 (90)

ложения Солнца, Юпитера и Сатурна видно, что инверсия магнитосферы Солнца — регулярный процесс с периодом около 10 лет. Это позволяет сформулировать следующее:

Полоидальное магнитное поле Солнца отсутствует если угловое расстояние $\Delta\lambda$ между Юпитером и Сатурном, в барицентрической системе координат, равно 0° или 180° . В случае, когда $\Delta\lambda = 90^\circ$ напряжённость полоидального магнитного поля на полюсах Солнца достигает своего экстремума.

Достаточность учёта влияния Юпитера и Сатурна на полоидальную компоненту магнитосферы Солнца так же можно показать следующим образом. Рассчитаем параметры орбитального движения Солнца вокруг барицентра Солнечной системы для «упрощённой» модели Солнечной системы, состоящей из Солнца, Юпитера и Сатурна. В общем случае, радиус-вектор Солнца \underline{r} и его вектор орбитальной скорости \underline{v} , в бари-

центрической системе координат, записывается как

$$\underline{r} = \frac{1}{M_{\odot}} \sum_{i=1}^n \underline{r}_i m_i, \quad \underline{v} = \frac{d\underline{r}}{dt}, \quad (3)$$

где n — общее число учитываемых гравитирующих объектов системы за исключением Солнца; m_i и \underline{r}_i — масса и радиус-вектор i -ого объекта соответственно; M_{\odot} — масса Солнца.

Сравним полученные ряды значений $|\underline{r}|$ и $|\underline{v}|$ для упрощённой Солнечной системы с аналогичными рядами для полной Солнечной системы. Парное отображение этих временных рядов показано на рис. 8. Хорошо видно, что рассмотренное «упрощение» Солнечной системы не

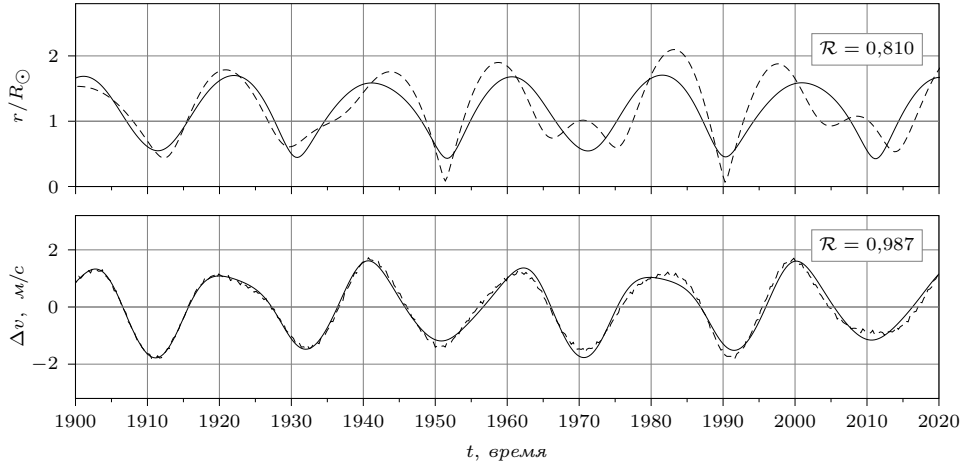


Рис. 8. Парное сопоставление вариаций орбитального радиуса Солнца $r = |\underline{r}|$ и орбитальной скорости Солнца Δv для двух конфигураций Солнечной системы: полной (пунктир) и «упрощённой» (сплошная), когда рассматривается только Солнце, Юпитер и Сатурн. \mathcal{R} — коэффициент корреляции.

оказало существенного влияния на характер вариации орбитальной скорости Солнца Δv , что показывает коэффициент корреляции \mathcal{R} . Другие планеты-гиганты, несомненно, так же влияют на непостоянство орбитальной скорости Солнца, но это значительно меньшие амплитуды и значительно бóльшие периоды.

В качестве ещё одного обоснования достаточности рассмотрения «упрощённой» модели Солнечной системы, состоящей из Солнца, Юпитера и Сатурна, сравним моменты количества движения для различных гипотетических вариантов Солнечной системы. Пусть, $\underline{\mathbf{K}}(t)$ это момент ко-

личества движения для полной Солнечной системы:

$$\underline{\mathbf{K}}(t) = \sum_{i=1}^n r_i \times m_i \underline{v}_i = const, \quad (4)$$

где n — общее число объектов Солнечной системы, включая Солнце. Формула (4) позволяет рассчитать момент количества движения $\underline{\mathbf{K}}$ для различных вариантов состава Солнечной системы. Расчёт показал (таб. 2), что среднее значение момента количества движения $\bar{\mathbf{K}}^*$ для выбранного нами варианта Солнечной системы (Солнце, Юпитер, Сатурн) составляет 86,4% от среднего значения $\bar{\mathbf{K}}$ всей Солнечной системы, что так же подтверждает допустимость рассматриваемого варианта.

Таблица 2. Соотношение постоянных составляющих моментов количества движения $\bar{\mathbf{K}}^*$ к $\bar{\mathbf{K}}$ и коэффициент их взаимной корреляции \mathcal{R} .

	\mathcal{R}	$\bar{\mathbf{K}}^*/\bar{\mathbf{K}}$
Солнечная система	1	1
1. Солнце	0,001	0,1
2. Солнце - Юпитер	0,491	0,615
▷ 3. Солнце - Юпитер - Сатурн	0,974	0,864
4. Солнце - Юпитер - Сатурн - Уран	0,979	0,918
5. Солнце - Юпитер - Сатурн - Уран - Нептун	0,994	0,998

Таким образом, на основании всего выше изложенного, можно утверждать, что существование полоидального знакопеременного магнитного поля Солнца (рис. 6) обусловлено исключительно цикличностью взаимного расположения Сатурна и Юпитера, относительно барицентра Солнечной системы, с периодом ≈ 20 лет.

4. Механизм генерации полоидального знакопеременного магнитного поля Солнца

Длительные наблюдения за магнитным полем Солнца [11], позволили сформировать временные ряды (рис. 1), которые отражают динамику напряжённости полоидального магнитного поля B_N , B_S на северном и южном полюсах Солнца.

Как было показано ранее (рис. 6), вариация орбитальной скорости Солнца Δv имеет тот же период в 20 лет, что и колебания напряжённости полоидального знакопеременного магнитного поля на полюсах Солнца.

ца. Полагаем, что вариация орбитальной скорости Солнца лежит в основе механизма генерации этого магнитного поля. Поэтому, в Солнце должен существовать некий механизм, через который вариация орбитальной скорости Солнца формирует процесс генерации полоидального знакопеременного магнитного поля.

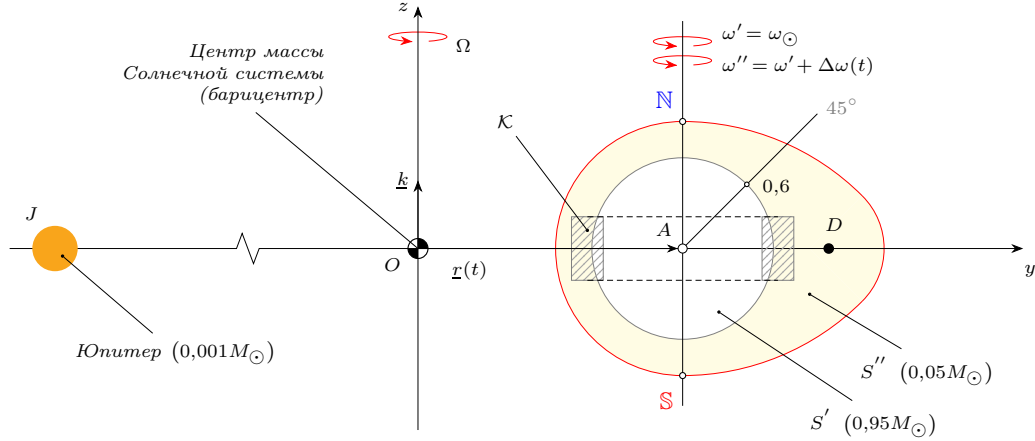


Рис. 9. Меридиональное сечение Солнца плоскостью Oyz . Центробежный выступ, в экваториальной области — деформированная центробежными силами область Солнца S'' в результате вращения системы Солнце–Юпитер с угловой скоростью Ω вокруг барицентра Солнечной системы.

Введём в рассмотрение неподвижную декартову систему координат $Oxyz$ (рис. 9), где начало системы координат O расположено в центре массы Солнечной системы, а плоскость Oxy совпадает с эклипстикой. Примем, что ось собственного вращения Солнца параллельна оси Oz . Осям Ox , Oy , Oz поставим в соответствие единичные орты \underline{i} , \underline{j} , \underline{k} . Текущее положение Солнца, его центр массы A , в системе $Oxyz$, задано радиус-вектором $\underline{r}(t)$.

В работе [14] показано, что Солнце является, с точки зрения механики, деформируемым телом и, структурно, учитывая данные гелиосейсмологии (рис. 3), его можно представить двумя характерными областями. Первая, недеформируемая область S' с массой $0,95M_{\odot}$, включает в себя ядро Солнца и зону лучистого переноса. Вторая, уже деформируемая область S'' , представляет собой смежный шаровой слой массой $0,05M_{\odot}$, состоящий из зоны конвективного переноса и фотосферы. Таким образом, Солнце будем рассматривать, как неравномерно движущееся по орбите твёрдое недеформируемое тело S' , окружённое деформируемой областью S'' , масса которой приблизительно в 19 раз меньше массы S' .

Орбитальное движение Солнца вокруг барицентра O происходит с угловой скоростью Ω , что соответствует периоду равному $\approx 11,86$ года.

В основном, этот период определяется вращением системы *Солнце-Юпитер* вокруг барицентра в плоскости эклиптики *Oxy*. При этом, Солнце испытывает действие центробежных сил, деформирующих внешнюю область S'' , что проявляется в виде формирования гравитационной аномалии [14] или центробежного выступа. Объём центробежного выступа, как и его масса, зависят от параметров орбиты Солнца и соответственно их значения меняются во времени. Для обозначения этого выступа введём в рассмотрение точку D , которая расположена в плоскости экватора на некотором удалении от оси собственного вращения Солнца (рис. 9).

Если допустить, что Солнце движется по орбите равномерно (движение по окружности), то центробежный выступ D области S'' будет неподвижен относительно S' . Включение же в систему *Солнце-Юпитер* дополнительно Сатурна, приводит к появлению вариации орбитальной скорости Солнца Δv с периодом ≈ 20 лет, что является основной причиной, как мы считаем, возникновения тангенциальных *вынужденных* колебаний центробежного выступа D области S'' , относительно центральной части Солнца.

Запишем угловые скорости для областей S' и S''

$$\omega' = \omega_{\odot}, \quad \omega'' = \omega' + \Delta\omega(t), \quad (5)$$

где $\Delta\omega$ — угловая скорость тангенциальных вынужденных колебаний центробежного выступа D области S'' относительно S' . Добавочная угловая скорость $\Delta\omega$ является следствием вариации орбитальной скорости Солнца Δv . Из (5) следует, что собственное вращение Солнца, с угловой скоростью ω_{\odot} , исключено из рассмотрения.

Существует мнение, что полоидальное знакопеременное магнитное поле генерируется в *тахоклине*³, но есть одно обстоятельство, а именно, вращение плазмы в этих областях не меняет своего направления и, следовательно, изначально, исключены условия для инверсии магнитного поля. Поэтому, мы не рассматриваем *тахоклин* как область генерации полоидального знакопеременного магнитного поля Солнца. Полагаем, что генерация полоидального знакопеременного магнитного поля должна происходить в экваториальной области на границе контакта S' и S'' , так как только там, на наш взгляд, благодаря колебаниям центробежного выступа D области S'' в экваториальной плоскости Солнца, реализуется, в полной мере, *реверсивное* вращение плазмы Солнца с интервалом около 10-ти лет. Для этого, в экваториальной области Солнца, на границе соприкосновения недеформируемой центральной части Солнца S'

³По данным гелиосейсмологии в Солнце существует область, *тахоклин* в которой происходит резкое изменение угловой скорости вращения вещества Солнца. Понятие *тахоклин* было предложено в 1992 году в работе [15].

и деформируемого шарового слоя S'' , выделим *торообразную* область \mathcal{K} (рис. 9), ось симметрии которой совпадает с осью собственного вращения Солнца.

Что происходит в области \mathcal{K} ? Рассмотрим экваториальное сечение Солнца плоскостью эклиптики Oxy (рис. 10). Торообразная область \mathcal{K}

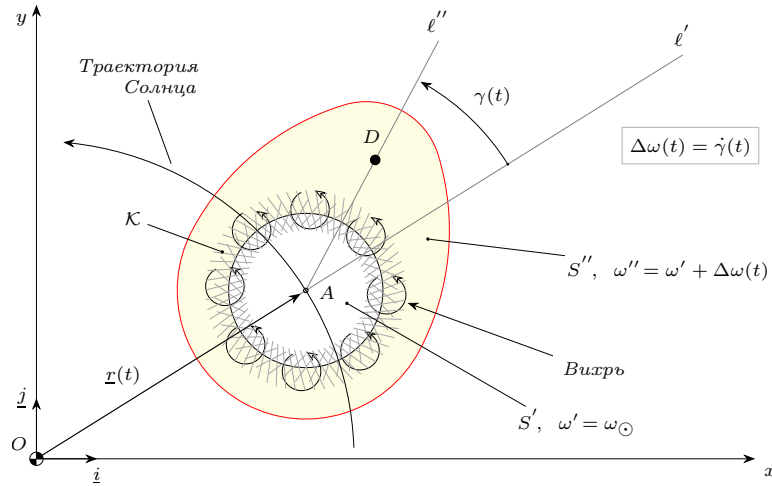


Рис. 10. Экваториальное сечение Солнца. Деформированная центробежными силами область S'' . l' — луч $[OA]$, показывает направление действия центробежной силы приложенной к центру массы Солнца A . l'' — луч $[AD]$ задаёт положение центробежного выступа D относительно направления l' .

обозначена штриховкой, это область перехода от центральной части Солнца S' к внешней S'' . В области \mathcal{K} , вследствие вынужденных тангенциальных колебаний центробежного выступа D области S'' относительно S' , как мы считаем, механическим образом, формируются вихри плазмы, плоскости вращения которых, в основном, параллельны экваториальной плоскости Солнца.

Направление вращения вихрей определяется исключительно разностью угловых скоростей ω' (область S') и ω'' (область S''), то есть знаком относительной угловой скорости $\dot{\gamma}(t)$. Вынужденные колебания центробежного выступа S'' относительно луча l' , реализуют последовательную смену направления вращения *локализованных вихрей солнечной плазмы* в области \mathcal{K} с периодом ≈ 10 лет.

Генерация знакопеременного магнитного поля. Считаем, что знакопеременное полоидальное магнитное поле Солнца определяется суммой магнитных полей всех вихрей образованных в области \mathcal{K} . Магнитное

поле вихря будем характеризовать вектором напряжённости магнитного поля \underline{b} в геометрическом центре вихря.

Рассмотрим процесс вихреобразования с точки зрения наблюдателя со стороны северного полюса Солнца. На рис. 11 показан процесс генерации вихрей от их зарождения до исчезновения на интервале времени от t_A до t_C протяжённостью в 10 лет. Для сопоставления характерных положений центробежного выступа D области S'' , относительно центральной части Солнца, добавлены вариация орбитальной скорости Солнца Δv и временные ряды, отражающие напряжённость полоидального магнитного поля $B_N(t)$, $B_S(t)$ на соответствующих полюсах Солнца.

В нашем примере, на выбранном временном отрезке от t_A до t_C , анализ вариации орбитальной скорости Солнца, показывает, что угловая скорость вращения ω'' меньше угловой скорости вращения ω' . Это приводит к формированию вихрей, вращающихся по часовой стрелке. Так как изначально, по данным наблюдений, нам известно направление вектора напряжённости магнитного поля \underline{B}_N , то для каждого вихря, вращающегося по часовой стрелке и генерирующего магнитное поле b , должно выполняться условие

$$\underline{b} \uparrow\uparrow \underline{B}_N. \quad (6)$$

Вихрь плазмы объединяет в себе токовые кольца, состоящие, как из положительных, так и из отрицательных частиц. Каждое токовое кольцо, в зависимости от знака движущегося заряда⁴, охарактеризуем вектором напряжённости магнитного поля \underline{b}^p или \underline{b}^e в центральной точке токового кольца. Следовательно, магнитное поле вихря b определяется совокупностью магнитных полей всех его токовых колец, то есть суммарный вектор напряжённости магнитного поля \underline{b} для рассматриваемого вихря, можно представить следующим образом:

$$\underline{b} = \sum \underline{b}^p + \sum \underline{b}^e, \quad \text{где} \quad \left| \sum \underline{b}^e \right| > \left| \sum \underline{b}^p \right|. \quad (7)$$

Такое соотношение магнитных полей токовых колец следует из закона Био – Савара – Лапласа и условия повышенной концентрации электронов в экваториальной области Солнца на границе соприкосновения зон лучистого и конвективного переноса. Последнее вытекает из согласования магнитных полей вихрей b с наблюдаемым направлением вектора напряжённости \underline{B}_N . На данном этапе исследования мы не рассматриваем взаимовлияние токовых колец.

Отметим на рис. 11 три характерных момента времени:

⁴Здесь можно привести общеизвестное правило правой руки для определения направления магнитного поля при кольцевом движении электронов при этом учитывая, что направление тока противоположно направлению движения электронов.

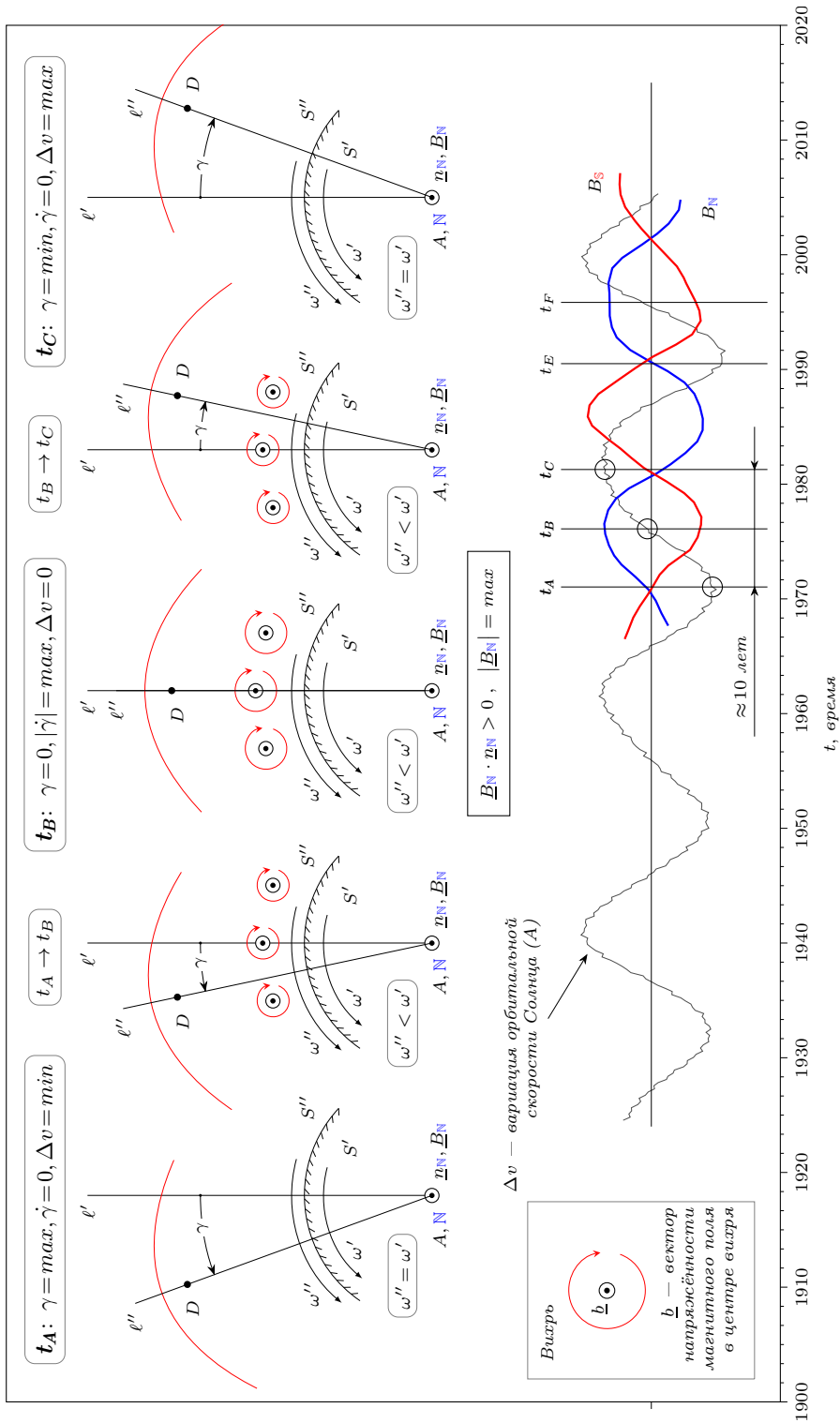


Рис. 11. Формирование вихрей, генерирующих полоидальное магнитное поле Солнца, в пограничном слое \mathcal{K} между зоной лучистого переноса S' и зоной конвективного переноса S'' за счёт разности их угловых скоростей ω' и ω'' , где $\omega'' = \omega' + \dot{\gamma}$.

- t_A :** Момент инверсии ($B_N = B_S = 0$).
 /Начало генерации очередного полоидального магнитного поля./
 Угловая скорость $\dot{\gamma} = 0$.
 Орбитальная скорость Солнца $|v| = \min$.
- t_B :** Напряжённость магнитного поля максимальна т.е. $|B_N| = |B_S| = \max$.
 Угловая скорость $|\dot{\gamma}| = \max$.
- t_C :** Момент инверсии ($B_N = B_S = 0$).
 /Начало генерации очередного полоидального магнитного поля./
 Угловая скорость $\dot{\gamma} = 0$.
 Орбитальная скорость Солнца $|v| = \max$.

Временные ряды, показанные на рис. 11, указывают на определяющую роль вариации орбитальной скорости Солнца Δv , с периодом около 20-ти лет, в формировании полоидального знакопеременного магнитного поля Солнца. Таким образом, установлена однозначная причинно-следственная связь процессов, различной физической природы, участвующих в генерации полоидального магнитного поля Солнца.

Таким образом, в области \mathcal{K} формируется множество вихрей с сонаправленными векторами напряжённости магнитного поля \underline{b} . Совокупность этих магнитных полей и образуют наблюдаемое полоидальное знакопеременное магнитное поле Солнца. Изменение направления вращения вихрей приводит к инверсии полоидального магнитного поля Солнца. На рис. 12 показана структура магнитосферы Солнца соответствующая моментам времени, когда напряжённость полоидального магнитного поля на полюсах Солнца достигает максимума и это событие происходит каждые 20 лет.

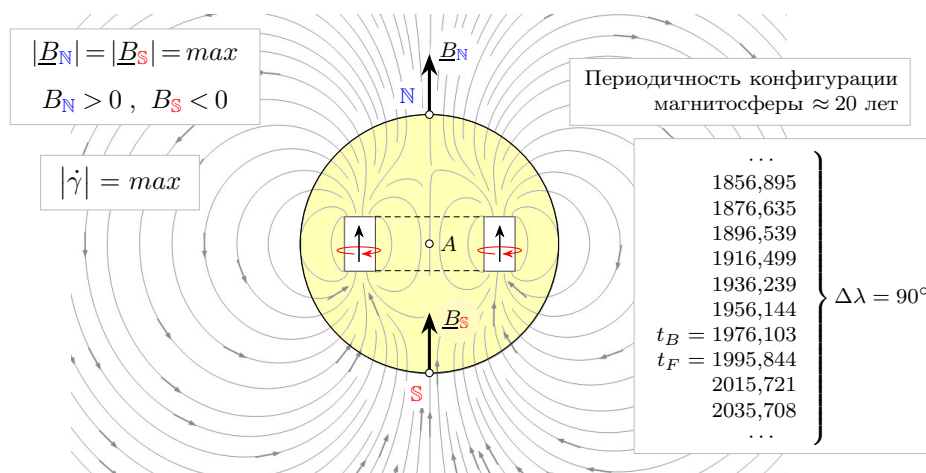


Рис. 12. Полоидальное магнитное поле Солнца в момент своей максимальной интенсивности, образованное группой вихрей в области \mathcal{K} , на границе зон лучистого и конвективного переноса. Приведён фрагмент из последовательности календарных дат, соответствующих этому состоянию магнитного поля.

5. Моделирование реверсивного движения центробежного выступа Солнца.

На примере математического маятника с кинематическим возбуждением, покажем механическую природу вынужденных тангенциальных колебаний центробежного выступа D области S'' , относительно центральной, недеформируемой части Солнца S' .

Расчётная модель. На рис. 13 показана расчётная схема маятника, моделирующего процесс вынужденных колебаний центробежного выступа D области S'' относительно центральной, недеформируемой области Солнца S' с центром массы в точке A . В основу расчётной модели, положена концепция маятника с кинематическим возбуждением основания A . Маятник представляет собой невесомый и недеформируемый стержень AD длиной h , шарнирно закреплённый в точке A на подвижном невесомом элементе, который без трения может перемещаться вдоль невесомой направляющей (луч l'), шарнирно закреплённой в неподвижной точке O .

Радиус-вектор r_D задаёт текущее положение точки D с массой m , которая совершает вынужденные колебания в плоскости Oxy , относительно луча l' . Луч l' указывает направление действия результирующей центробежной силы, приложенной к точке A , возникающей вследствие вращения системы *Солнце-Юпитер-Сатурн* вокруг барицентра O . Ки-

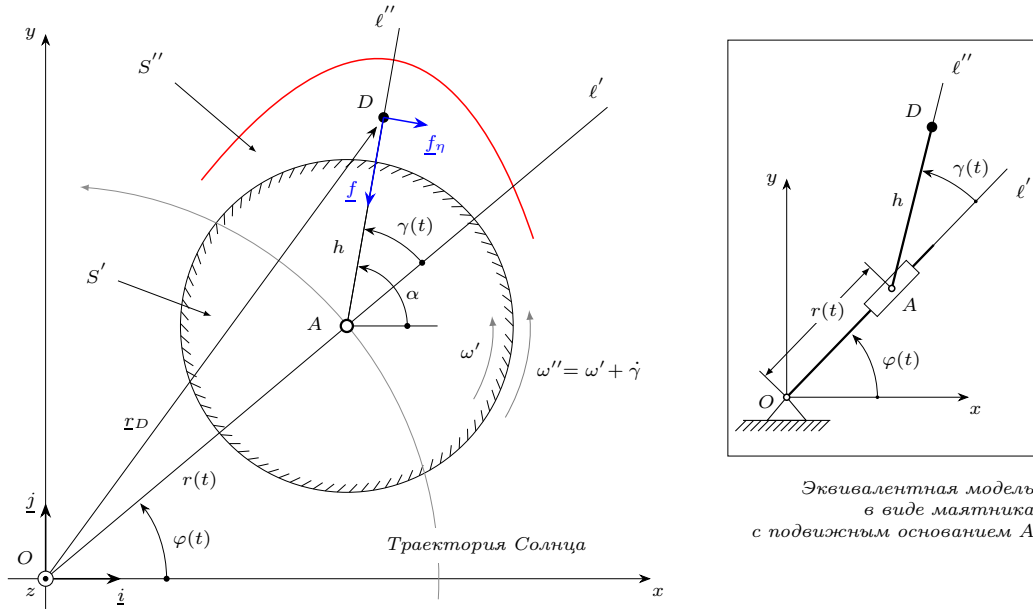


Рис. 13. Маятник (справа), моделирующий колебания центробежной аномалии D области S'' .

немастика основания маятника, точки A , определена эфемеридой Солнца, а точнее радиус-вектором $\underline{r}(t)$ в барицентрической системе координат $Oxyz$.

Масса центробежного выступа m , в общем случае, является функцией $\underline{r}(t)$. Будет считать, что $m = const$, так как наша задача состоит в том, что бы показать механизм связи вариации орбитальной скорости Солнца с тангенциальными колебаниями центробежного выступа D .

Текущие координаты точки A запишем через $r(t) = |\underline{r}(t)|$ и угол поворота $\varphi(t)$, рассчитанный по $\underline{r}(t)$. Заданная кинематика центральной недеформируемой области S' , в плоскости Oxy , приводит к соответствующим тангенциальным колебаниям деформируемой области S'' относительно S' . Отклонение центробежного выступа D области S'' характеризуется углом $\gamma(t)$, откладываемым в направлении от луча l' к l'' . Принимаем, что $\gamma > 0$ если отклонение против часовой стрелки, в противном случае $\gamma < 0$.

Уравнение динамики. Уравнение баланса сил для материальной точки D на рис. 13 записывается следующим образом

$$m \ddot{\underline{r}}_D = \underline{f} + \underline{f}_n, \quad \text{где} \quad \underline{r}_D = x(t) \underline{i} + y(t) \underline{j} + z(t) \underline{k}. \quad (8)$$

Здесь $x(t), y(t), z(t)$ — текущие координаты материальной точки D с массой m в барицентрической системе координат $Oxyz$. Будем считать, что на точку D действуют только две силы, это удерживающая сила \underline{f} , действующая вдоль луча l'' , по направлению к точке A и обобщённая сила «вязкого» трения \underline{f}_η . Под силой трения \underline{f}_η понимаем всё, что препятствует относительному движению центробежного выступа D области S'' .

Представим уравнение (8) в координатном виде. Для удобства введём в рассмотрение вспомогательный угол α .

$$\alpha = \varphi + \gamma. \quad (9)$$

Тогда, выражения для \underline{f} и \underline{f}_η примут следующий вид

$$\underline{f} = f \begin{pmatrix} -\cos \alpha & 0 \\ 0 & -\sin \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{i} \\ \dot{j} \end{pmatrix} \quad \text{или} \quad \begin{pmatrix} f_x \\ f_y \end{pmatrix} = f \begin{pmatrix} -\cos \alpha \\ -\sin \alpha \end{pmatrix} \quad (10)$$

и

$$\underline{f}_\eta = \eta h \dot{\gamma} \begin{pmatrix} \sin \alpha & 0 \\ 0 & -\cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{i} \\ \dot{j} \end{pmatrix} \quad \text{или} \quad \begin{pmatrix} f_{\eta x} \\ f_{\eta y} \end{pmatrix} = \eta h \dot{\gamma} \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ -\cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Здесь η — обобщённый коэффициент «вязкого» трения плазмы Солнца в области контакта \mathcal{K} (рис. 9 и 10).

Далее, запишем проекции радиус-вектора \underline{r}_D на оси Ox и Oy и дважды продифференцируем их по времени.

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = r \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix} + h \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix} &= (\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix} + (2\dot{r}\dot{\varphi} + r\ddot{\varphi}) \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix} + \\ &+ h\ddot{\alpha} \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} - h\dot{\alpha}^2 \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (13)$$

Подставим выражения (10), (11) и (13) в уравнение баланса сил (8)

$$\begin{aligned} &(\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix} + (2\dot{r}\dot{\varphi} + r\ddot{\varphi}) \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix} + \\ &+ h\ddot{\alpha} \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} - h\dot{\alpha}^2 \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} = \frac{f}{m} \begin{pmatrix} -\cos \varphi \\ -\sin \varphi \end{pmatrix} + \frac{\eta}{m} h \dot{\gamma} \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ -\cos \alpha \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (14)$$

Упростим полученную систему. Для этого, первое уравнение (проекция на ось Ox), его левую и правую части, умножим на $\boxed{-\sin \alpha}$, а второе

уравнение умножим на $\boxed{\cos \alpha}$ и полученные уравнения сложим. После преобразования получаем дифференциальное уравнение для определения угла $\gamma(t)$.

$$\boxed{h\ddot{\gamma} = -\frac{\eta}{m} h\dot{\gamma} - h\ddot{\varphi} + (\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) \sin \gamma - (2\dot{r}\dot{\varphi} + r\ddot{\varphi}) \cos \gamma .} \quad (15)$$

Это уравнение не содержит удерживающей силы f , что упрощает решение⁵ поставленной задачи (8), а именно, определить характер изменения угла $\gamma(t)$ для заданной изначально траектории точки A (центра массы Солнца).

Для дифференциального уравнения второго порядка (15) формулируем задачу Коши с начальными условиями:

$$\boxed{\gamma(t) \Big|_{t=t_0} = \gamma_0 , \quad \dot{\gamma}(t) \Big|_{t=t_0} = 0 .} \quad (16)$$

Периодическое вынужденное отклонение луча l'' (характеризующее положение центробежного выступа D) на угол γ влево или вправо, относительно l' , определяется вариацией орбитальной скорости Солнца Δv . Есть одна особенность, начальное значение угла γ_0 нам не известно, как неизвестны установочные параметры рассматриваемого маятника — h и η . Однако, нам известно, что при максимальном значении угла отклонения $\gamma = \gamma_0 > 0$ орбитальная скорость Солнца $|\underline{v}|$ минимальна. Следовательно, процессы $\gamma(t)$ и $\Delta v(t)$ находятся в противофазе, а моменты инверсии, когда $B_{\mathbf{N}} = B_{\mathbf{S}} = 0$, соответствуют моментам их экстремумов. Изложенное выше, позволяет сформулировать критерий количественной оценки выбора угла γ_0 в диапазоне от $-\pi/2$ до $\pi/2$ и оптимальных параметров h и η , рассматриваемой условной модели (маятник с кинематическим возбуждением основания).

Алгоритм решения задачи следующий. Для момента времени t_0 , когда наблюдается инверсия магнитного поля, задаются начальные значения параметров маятника, такие как h , η и начальный угол γ_0 . Полученное решение дифференциального уравнения (15) сопоставляется с вариацией орбитальной скорости Солнца Δv через коэффициент корреляции \mathcal{R} , который, в идеале, должен стремиться к -1 , так как на событийном уровне эти процессы находятся в противофазе. Процесс повторяем с новыми, уточнёнными значениями γ_0 , h , η . В нашем случае,

⁵Если, в дальнейшем, потребуется определить f , то для этого необходимо провести такое же преобразование, что и ранее, только первое уравнение надо умножить на $\cos \alpha$, а второе на $\sin \alpha$.

итерационный процесс решения задачи был остановлен при достижении устойчивых колебаний центробежного выступа с периодом около 20-ти лет. Фактически, задача свелась к поиску глобального экстремума по нескольким параметрам [16, 17].

Результат моделирования. Рассмотренная модель показала возможность описать процесс возникновения вынужденных тангенциальных колебаний центробежного выступа D области S'' относительно центральной части Солнца, как следствие вариации орбитальной скорости Солнца Δv . Характер полученного решения уравнения (15), с начальными

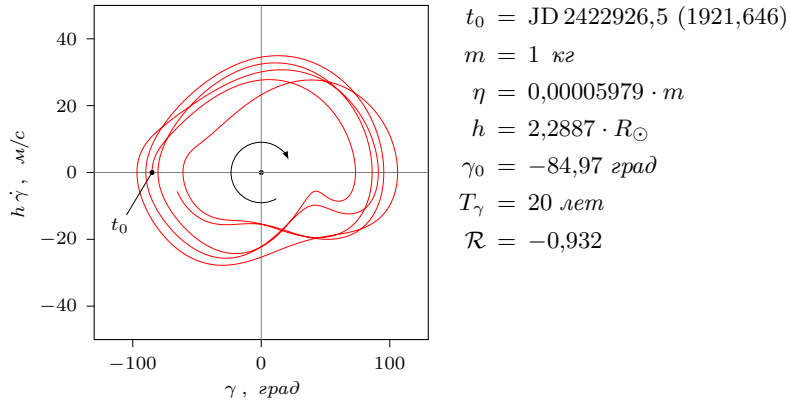


Рис. 14. Фазовая траектория колебаний центробежного выступа D области S'' , как результат решения уравнения (15) с начальными условиями (16).

условиями (16), представлен траекторией на фазовой плоскости рис. 14. На рассматриваемом интервале времени, фазовая траектория показывает устойчивый характер колебаний центробежного выступа D .

На рис. 15 приведено численное решение уравнения (15) в виде временного ряда $\gamma(t)$, которое сопоставляется с вариацией орбитальной скорости Солнца Δv и колебаниями напряжённости магнитного поля B_N и B_S на полюсах Солнца. Отмечаем однозначную согласованность этих временных рядов. В таб. 3, для ключевых моментов времени t_A, t_B, t_C, \dots , собраны значения углового расстояния $\Delta\lambda$ между Юпитером и Сатурном в барицентрической системе координат, отклонения орбитальной скорости Солнца Δv от среднего \bar{v} и угла отклонения γ центробежного выступа D .

Полученные результаты наглядно показывают, что факт существования полоидальной знакопеременной компоненты магнитосферы Солнца, полностью определяется вариацией орбитальной скорости Солнца Δv , которая и вызывает соответствующие вынужденные тангенциальные ко-

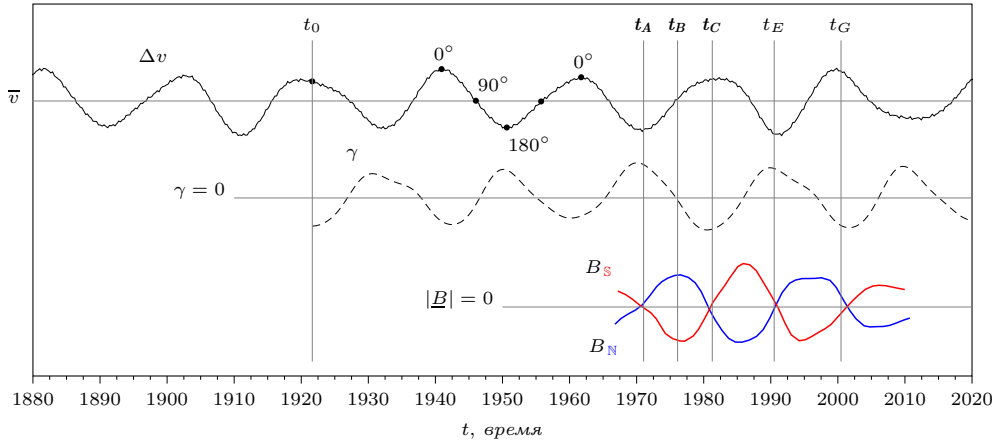


Рис. 15. Сопоставление вариаций орбитальной скорости Солнца Δv , угла отклонения γ центробежного выступа D и напряжённости полоидального магнитного поля B_N , B_S на полюсах Солнца.

Таблица 3. Календарные даты особых точек полоидального знакопеременного магнитного поля Солнца и сопутствующие ему характеристики: $\Delta\lambda$ — угловое расстояние между Юпитером и Сатурном; Δv — вариация орбитальной скорости Солнца; γ — угол отклонения центробежного выступа.

	BD	B_N, B_S	$\Delta\lambda$, град	Δv , м/с	γ , град
t_A	1971,038	0	178,8 (180)	-3,5	99,8
t_B	1976,103	B_N^+, B_S^-	89,9 (90)	0,8	-6,5
t_C	1981,278	0	1,1 (0)	2,0	-94,3
t_D	1986,315	B_N^-, B_S^+	90,1 (90)	0,4	13,8
t_E	1990,505	0	179,6 (180)	-2,8	89,0
t_F	1995,844	B_N^+, B_S^-	90,2 (90)	-0,1	22,9
t_G	2000,471	0	1,2 (0)	3,2	-83,3
t_H	2006,165	B_N^-, B_S^+	90,1 (90)	-0,5	4,1

лебания центробежного выступа D области S'' относительно центральной недеформируемой части Солнца S' .

6. Последовательность чисел Вольфа.

В 1843 году Генрих Швабе (нем. *Samuel Heinrich Schwabe*) в результате анализа временного ряда, отражающего изменение количества пятен на большом интервале времени, выявил присутствие 10-летнего периода [18]. То есть, локальные максимумы чередуются с периодом около 10-ти лет. Затем, в 1848 году, Рудольф Вольф (*Johann Rudolf Wolf*) предложил метод количественной оценки солнечной активности по числу наблюдаемых пятен на поверхности Солнца в виде выражения:

$$W = k(10g + s), \quad (17)$$

где W — мера солнечной активности, s — количество солнечных пятен, g — число групп образуемых из наблюдаемых пятен, k — безразмерный коэффициент для согласования временных рядов, образованных из чисел Вольфа по результатам прямых наблюдений за диском Солнца. Одним из первых, кто пытался выявить влияние внешнего фактора, а именно движение Солнца относительно барицентра Солнечной системы, на появление пятен на Солнце был Поль Жозе (*Paul D. Jose*) [19].

На рис. 16 показана связь между взаимной конфигурацией Юпитера и Сатурна L и наблюдаемыми колебаниями напряжённости полоидального магнитного поля B_N , B_S на полюсах Солнца через *вынужденные* колебания центробежного выступа D , характеризуемого углом $\gamma(t)$. На этом же рисунке, внизу, приведена последовательность чисел Вольфа W построенная на основе данных SILSO [20], где каждому максимуму W поставлен в соответствие условный порядковый номер от 6 до 23.

Как уже было показано, существование полоидального знакопеременного магнитного поля Солнца определяется внешним детерминирующим фактором — повторяемостью взаимного положения Юпитера и Сатурна в барицентрической системе координат с периодом около 20-ти лет. Этот фактор оказывает влияние на орбитальную скорость Солнца, что проявляется в виде вариации этой скорости Δv с периодом около 20-ти лет. Отчётливо видно, что в интервале, начиная с 1970-х по настоящее время, между каждыми двумя последовательными инверсиями полоидального магнитного поля B всегда присутствует минимум чисел Вольфа, иногда вместе с их максимумом, но два минимума никогда. Так как, природа полоидального знакопеременного магнитного поля Солнца определяется исключительно динамикой Юпитера и Сатурна, то временной ряд L , построенный по их эфемеридам, становится событийно-временной шкалой (рис. 17), которая позволяет однозначно указать в прошлом и будущем даты инверсий магнитного поля Солнца, а так же временные границы

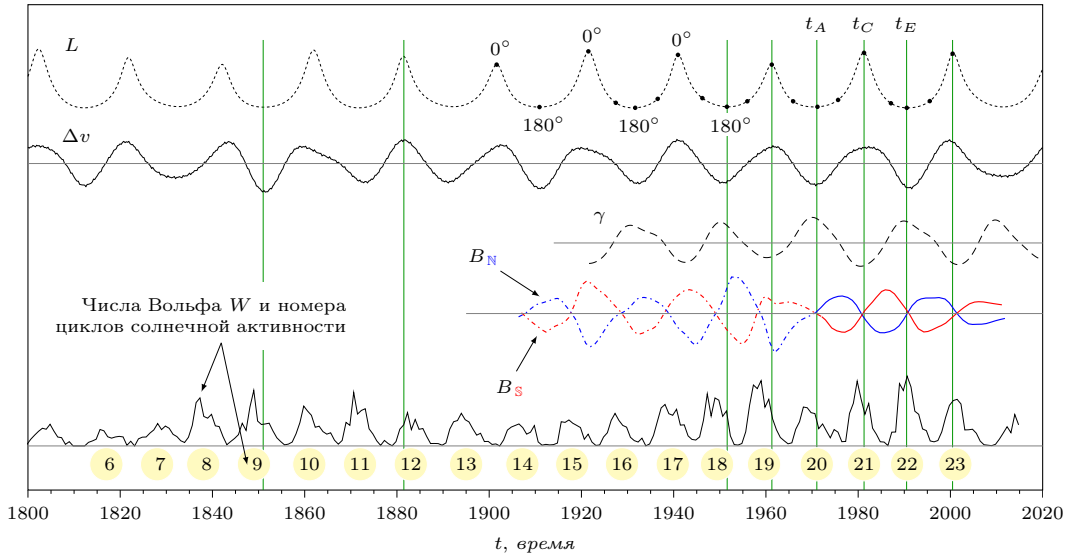


Рис. 16. Последовательность процессов (сверху вниз), определяющая формирование знакопеременного полоидального магнитного поля Солнца. L — отражает пространственную конфигурацию Юпитера и Сатурна; Δv — вариация орбитальной скорости Солнца; γ — угол отклонения центробежного выступа D ; B_N , B_S — напряжённости полоидального магнитного поля на полюсах Солнца; t_A, t_C, t_E — моменты инверсии.

в которых значение W будет минимально. Точность прогноза календарных дат инверсий полоидального магнитного поля Солнца полностью определяется точностью эфемерид Юпитера и Сатурна.

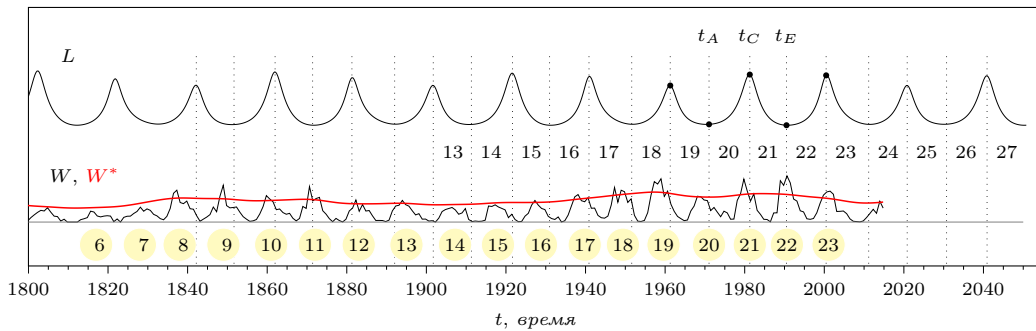


Рис. 17. L — параметр, характеризующий расстояние между Юпитером и Сатурном; W, W^* — числа Вольфа. W^* (красная линия) отражает оценочный уровень естественной солнечной активности в числах Вольфа при гипотетическом отсутствии знакопеременного полоидального магнитного поля Солнца.

На основании всего выше изложенного, можно утверждать, что присутствие цикличности в последовательности чисел Вольфа W определяется «полупериодом» колебаний полоидальной компоненты магнитосферы.

ры Солнца, которая, в свою очередь, инициирована повторением взаимной конфигурации Юпитера и Сатурна, с периодом 20 лет. Введём понятие *естественной солнечной активности*, как некоего стохастического процесса пятнообразования на поверхности Солнца при отсутствии полоидальной компоненты магнитосферы Солнца. Наблюдаемые максимумы в последовательности чисел Вольфа W , в какой то мере, отражают уровень естественной солнечной активности W^* (рис. 17). Иначе говоря, мы наблюдаем влияние детерминированного процесса, в виде полоидального знакопеременного магнитного поля B , на стохастический процесс пятнообразования на поверхности Солнца, результатом которого является всем известная последовательность чисел Вольфа W . Таким образом, наблюдения за динамикой появления и исчезновения солнечных пятен являются по сути косвенным наблюдением за полоидальной компонентой магнитосферы Солнца. Каждый минимум солнечной активности W всегда приходится на временной интервал между двумя последовательными инверсиями полоидального магнитного поля B , в отличие от максимума солнечной активности, который может располагаться, как слева, так и справа от момента инверсии. Именно по этой причине, циклы солнечной активности W следует считать не по максимумам, как принято сейчас, а по минимумам, а если учесть, что момент минимума *всегда* расположен между последовательной парой инверсий, то имеет смысл привязать нумерацию циклов солнечной активности к номерам временных интервалов между моментами инверсий полоидального магнитного поля или, что метрологически более верно, моментами экстремумов временного ряда $L(t)$ (рис. 17).

7. Выводы

Результаты исследований, приведённые в этой работе, получены, в большей части, благодаря эвристическому подходу в поиске и выстраивании последовательности причинно-следственных связей, которые в совокупности и дают ответ на поставленную задачу. Эта последовательность процессов отражена на рис. 16. Диаграмма (18) показывает однонаправленную связь взаимной конфигурации Юпитера и Сатурна $L(t)$ с вариацией орбитальной скорости Солнца Δv , которая, в свою очередь, формирует вынужденные колебания центробежного выступа на Солнце выраженные углом γ , приводящие к генерации полоидального знакопе-

ременного магнитного поля Солнца в торообразной области \mathcal{K} .

$$\begin{array}{c}
 \text{Юпитер – Сатурн} \qquad \qquad \qquad \text{Солнце} \\
 \underbrace{\hspace{10em}} \qquad \qquad \qquad \underbrace{\hspace{15em}} \\
 L \qquad \qquad \qquad \rightarrow \Delta v \rightarrow \gamma \rightarrow \begin{array}{l} B_N^\pm \\ B_S^\mp \end{array} \rightarrow W
 \end{array} \quad (18)$$

7.1. Полоидальное магнитное поле Солнца.

Природа полоидального знакопеременного магнитного поля Солнца обусловлена исключительно периодичностью пространственной конфигурации Юпитера и Сатурна в барицентрической системе координат.

Солнце и Юпитер, вращаются вокруг барицентра Солнечной системы с периодом около 11,86 лет. Дополнительный учёт Сатурна с периодом 29,46 года, при расчёте эфемериды Солнца, приводит к появлению вариации орбитальной скорости Солнца Δv с периодом ≈ 20 лет. Вследствие чего, внутри Солнца, формируется торообразная область \mathcal{K} , где возникают необходимые условия для генерации полоидального знакопеременного магнитного поля с периодом около 20-ти лет.

7.2. Роль собственного вращения Солнца.

Собственное вращение Солнца не влияет на механизм генерации полоидального знакопеременного магнитного поля Солнца, а вносит лишь статическую поправку в угол отклонения центробежного выступа.

7.3. Событийно-временная шкала.

Временной ряд $L(t)$, это событийно-временная шкала, которая даёт возможность согласовывать по времени, разрозненные наблюдательные данные связанные с проявлением солнечно – земных связей.

Моменты времени, когда Юпитер и Сатурн находятся на одной линии с Солнцем, по одну сторону от него ($\lambda = 0^\circ$) или по разные ($\lambda = 180^\circ$)

соответствуют моментам инверсии полоидального поля Солнца. Поэтому, зная эфемериды Юпитера и Сатурна, в барицентрической системе координат, мы можем рассчитать моменты времени, когда инверсия магнитного поля Солнца была в прошлом и будет происходить в будущем.

Процесс $L(t)$ предоставляет возможность, метрологически корректно, согласовать между собой фрагменты разрозненных наблюдений за напряжённостью магнитного поля и солнечными пятнами (числа Вольфа W). Как было показано ранее, моменты времени локальных экстремумов у $L(t)$, в обязательном порядке, соответствуют моментам инверсии полоидального магнитного поля Солнца и экстремумам вариации орбитальной скорости Солнца Δv . Например, на рис. 16 представлены реконструированные, с учётом $W(t)$, архивные данные [5] несистемных, разрозненных наблюдений за динамикой напряжённости полоидального магнитного поля B_N , B_S на полюсах Солнца (пунктирные линии). Видимое на этом рисунке, несоответствие моментов инверсии и экстремумов вариации орбитальной скорости Солнца, может быть скорректировано по времени, если взять за основу процесс $L(t)$.

7.4. Естественная активность Солнца.

Наблюдаемая цикличность чисел Вольфа W , есть следствие детерминированного воздействия полоидальным знакопеременным магнитным полем Солнца на естественную активность Солнца W^* , которая представляет собой некий стохастический процесс, проявляющийся в виде пятнообразования на диске Солнца.

Этот вывод следует из сопоставления на рис. 16 вариаций напряжённости магнитного поля B_N , B_S и последовательности чисел Вольфа W . Полоидальное знакопеременное магнитное поле оказывает некое структурирующее влияние на поведения плазмы в верхних слоях конвективной зоны Солнца и фотосферы. Когда магнитное поле достигает своего максимума, то число пятен на поверхности Солнца минимально, а то и вообще отсутствует. Фактически, полоидальное магнитное поле Солнца «управляет» *исчезновением* солнечных пятен. Можно сказать, что в моменты инверсии (переполюсовки), когда полоидальное магнитное поле отсутствует, проявляется *естественная солнечная активность*, характеризующаяся текущим значением W , то есть в этот момент времени $W \approx W^*$. Гипотетически, не будь 20-летней вариации орбитальной скорости Солнца, мы наблюдали бы естественную солнечную активность W^* отображённую в виде красной линии на рис. 17.

Список литературы

- [1] *Zeeman, Dr. P.* VII. doublets and triplets in the spectrum produced by external magnetic forces / Dr. P. Zeeman // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science.* — 1897. — Vol. 44, no. 266. — Pp. 55–60. — <https://doi.org/10.1080/14786449708621028>.
- [2] *Babcock, Horace W.* Mapping the Magnetic Fields of the Sun / Horace W. Babcock, H. D. Babcock // *Astronomical Society of the Pacific.* — 1952. — Dec.. — Vol. 64, no. 381. — P. 282.
- [3] *Babcock, Horace W.* The Sun's Magnetic Field, 1952-1954. / Horace W. Babcock, Harold D. Babcock // *Astrophysical Journal.* — 1955. — Mar.. — Vol. 121. — P. 349.
- [4] *Babcock, Harold D.* The Sun's Polar Magnetic Field. / Harold D. Babcock // *Astrophysical Journal.* — 1959. — Sep.. — Vol. 130. — P. 364.
- [5] *Andrés Muñoz-Jaramillo and Neil R. Sheeley and Jie Zhang and Edward E. DeLuca.* CALIBRATING 100 YEARS OF POLAR FACULAE MEASUREMENTS: IMPLICATIONS FOR THE EVOLUTION OF THE HELIOSPHERIC MAGNETIC FIELD / Andrés Muñoz-Jaramillo and Neil R. Sheeley and Jie Zhang and Edward E. DeLuca // *The Astrophysical Journal.* — 2012. — Jun.. — Vol. 753, no. 2. — P. 146. — <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/753/2/146>.
- [6] *Deubner, Franz-Ludwig.* Helioseismology: Oscillations as a Diagnostic of the Solar Interior / Franz-Ludwig Deubner, Douglas Gough // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics.* — 1984. — Jan.. — Vol. 22. — Pp. 593–619.
- [7] *Corbard, Thierry.* Helioseismology from SODISM and HMI Intensity Images / Thierry Corbard, David Salabert, Patrick Boumier // *ArXiv e-prints.* — 2013.
- [8] *Куликовский, П. Г.* Справочник астронома-любителя / П. Г. Куликовский. — Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1953.
- [9] *Hughes, D. W.* The Solar Tachocline / D. W. Hughes, R. Rosner, N. O. Weiss. — Cambridge University Press, 2012. — <https://books.google.ru/books?id=-8eZuAAACAAJ>.

- [10] *NASA JPL Horizons*. — <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons>.
- [11] *Wilcox Solar Observatory Polar Field Observations*. — <https://wso.stanford.edu/Polar.html>.
- [12] *Kiryana, Dmitry G.* Modeling the Evolution of a gravitating bodies cluster based on absolutely inelastic collisions / Dmitry G. Kiryana, George V. Kiryana // *ArXiv e-prints*. — 2021.
- [13] *Kiryana, Dmitry G.* Modeling the Evolution of a cluster of gravitating bodies taking into account their absolutely inelastic collisions / Dmitry G. Kiryana, George V. Kiryana // *PAMM*. — 2021. — Dec.. — Vol. 21, no. 1. — <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/pamm.202100049>.
- [14] *Kiryana, Dmitry G.* On the effect of the central body small deformations on its satellite trajectory in the problem of the two-body gravitational interaction / Dmitry G. Kiryana, George V. Kiryana // *arXiv:2008.02802*. — 2020. — Aug..
- [15] *Spiegel, E. A.* The solar tachocline. / E. A. Spiegel, J. P. Zahn // *Astronomy and Astrophysics*. — 1992. — Nov.. — Vol. 265. — Pp. 106–114. — <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1992A&A...265..106S>.
- [16] *Kiryana, D. G.* Resonance Method of the Spectral Analysis RMSA / D. G. Kiryana // The III International Congress on Industrial and Applied Mathematics, ICIAM. — 1995.
- [17] *Кирьян, Д. Г.* Резонансный метод в исследовании временных рядов / Д. Г. Кирьян, Г. В. Кирьян // *Механика и процессы управления*. — СПбГТУ, 1997. — Т. 467. — С. 69–78. — УДК52+55.
- [18] *Schwabe, Heinrich.* Sonnenbeobachtungen im Jahre 1843. Von Herrn Hofrath Schwabe in Dessau / Heinrich Schwabe // *Astronomische Nachrichten*. — 1844. — Feb.. — Vol. 21, no. 15. — P. 233.
- [19] *Jose, Paul D.* Sun's motion and sunspots / Paul D. Jose // *Astronomical Journal*, Vol. 70, p. 193. — 1965. — Apr.. — Vol. 70. — P. 193.
- [20] *SILSO World Data Center.* The International Sunspot Number. — <http://www.sidc.be/silso>.