

Механизм генерации полоидального магнитного поля Солнца

Кириян Д. Г., Кириян 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 знакопеременным полоидальным магнитным полем Солнца и внешним, по отношению к Солнцу, фактором не электромагнитной природы. Показано, как неравномерность орбитального движения Солнца, вокруг барицентра Солнечной системы, формирует внутри Солнца необходимые условия для генерации знакопеременной полоидальной составляющей магнитосферы Солнца с периодом около 20-ти лет.

Ключевые слова: Полоидальное магнитное поле Солнца, инверсия, переполусовка, Юпитер, Сатурн.

1. Постановка задачи

В 1908 году американский астроном Джордж Хэйл (*G. E. Hale*), исследуя спектры излучения солнечных пятен, обнаружил проявление эффекта Зеемана [1] и тем самым первым установил присутствие магнитного поля на поверхности Солнца, а в 1953 году американские астрономы Х. Д. Бэбкок и Х. У. Бэбкок (*Harold D. Babcock & Horace W. 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 знакопеременного полоидального магнитного поля. Однако 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.

На рис. 1 показано схематичное расположение географических полюсов Солнца N , S и местных нормалей \underline{n}_N , \underline{n}_S . Для этих точек определены

векторы напряжённости магнитного поля $\underline{B}_N, \underline{B}_S$. Эти векторы сонаправлены и лежат на оси собственного вращения Солнца, которая проходит через центр массы Солнца (A). Здесь и далее мы используем откры-

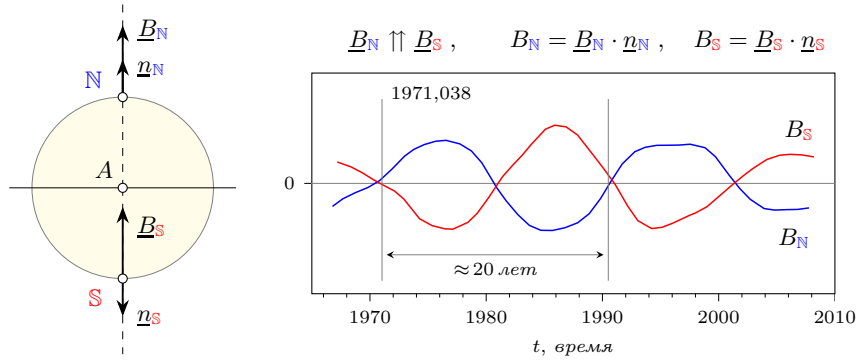


Рис. 1. Напряжённость полоидального магнитного поля на полюсах Солнца.

тые данные наблюдений за магнитным полем Солнца, предоставленные обсерваторией *WSO Polar Field Observations* [5]. На правой части рисунка приведены временные ряды $B_N(t)$ и $B_S(t)$ отражающие противофазные колебания напряжённости полоидальной компоненты магнитосферы Солнца. Видно, что периодичность смены полярности магнитного поля составляет около 10 лет. Эту периодичность так же можно представить на примере B_N как последовательность ключевых событий:

$$\dots \rightarrow B_N > 0 \rightarrow \underbrace{0 \rightarrow B_N < 0 \rightarrow 0}_{\approx 10 \text{ лет}} \rightarrow B_N > 0 \rightarrow \underbrace{0 \rightarrow B_N < 0 \rightarrow 0}_{\approx 10 \text{ лет}} \rightarrow \dots \quad (1)$$

$\underbrace{\hspace{15em}}_{\approx 20 \text{ лет}}$

Аналогично выстраивается последовательность событий и для южного географического полюса Солнца.

Целью настоящего исследования является поиск причинно-следственных связей между внешними по отношению к Солнцу факторами не электромагнитной природы и наблюдаемым знакопеременным полоидальным магнитным полем Солнца.

2. Роль внешнего фактора в генерации полоидального магнитного поля Солнца

В рамках эвристического подхода к рассматриваемой проблеме, совместим на одной временной шкале (рис. 2) два, физически разных, процесса связанных с Солнцем, а именно вариацию орбитальной скорости

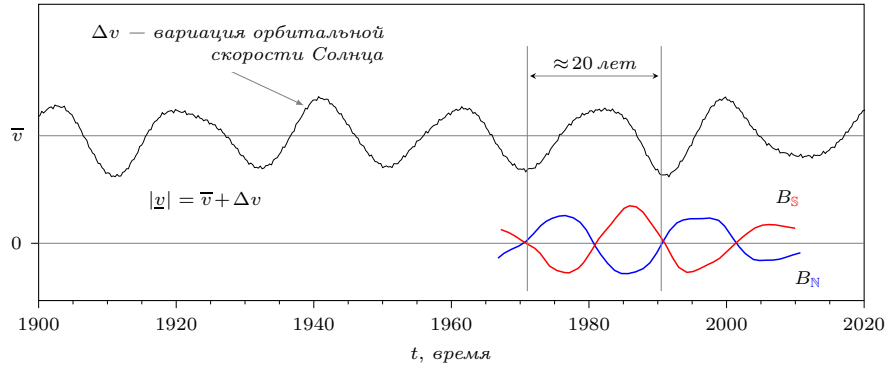


Рис. 2. Сопоставление вариации орбитальной скорости Солнца Δv с колебаниями напряжённости полоидального магнитного поля B_N , B_S на полюсах Солнца.

Солнца Δv и временные ряды, показывающие напряжённость полоидального магнитного поля B_N , B_S на северном и южном полюсах Солнца, соответственно. Для формирования временного ряда, отражающего вариацию орбитальной скорости Солнца, использованы открытые данные по эфемеридам от *NASA JPL Horizons* [6].

На рис. 2 отмечаем высокую степень временной согласованности вариации орбитальной скорости Солнца Δv с колебаниями напряжённости магнитного поля B_N , B_S . Повторение полоидальной конфигурации магнитосферы Солнца происходит приблизительно каждые 20 лет. Этот процесс сопровождается регулярной инверсией (переполусовкой) поля, когда напряжённость полоидального магнитного поля на полюсах Солнца одновременно 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). А когда орбитальное ускорение Солнца $|\dot{v}|$ достигает экстремума, на полюсах Солнца фиксируется максимальное значение напряжённости полоидального магнитного поля. Явная связность процессов, представленных на рис. 2, 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.

Рассмотрим 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» [7]. 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 11,86 лет и Сатурн (S) с периодом 29,45 лет. Отметим, что масса Солнца составляет 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 [6]. На рис. 3 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 между ними $\Delta\lambda$ в барицентрической системе координат. 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. Красная линия показывает текущее направление центробежной силы, приложенной к центру массы Солнца A .

Таким образом, из анализа взаимного расположения Солнца, Юпитера и Сатурна видно, что инверсия полоидальной компоненты магнитосферы Солнца — регулярный процесс с периодом около 10-ти лет. Это позволяет констатировать:

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.

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 вверху, у B_N или B_S , обозначает их положительный или отрицательный экстремум.

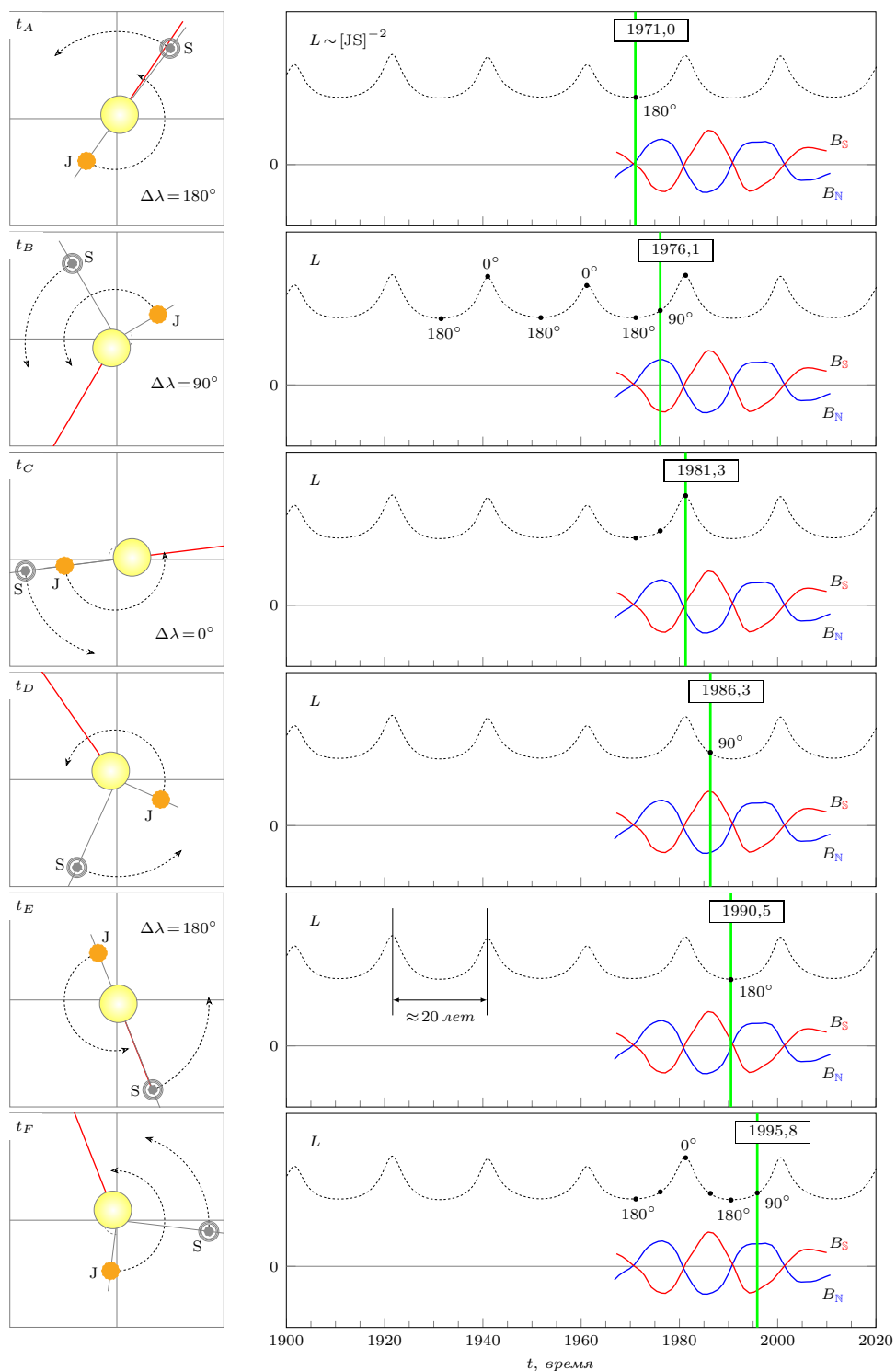


Рис. 3. Связность вариации напряжённости магнитного поля на полюсах в северном и южном полушариях Солнца (жёлтый диск) с пространственной конфигурацией Юпитера (J) и Сатурна (S), выраженной через угловое расстояние $\Delta\lambda$.

Таблица 1. Моменты времени, фиксирующие особое состояние магнитосферы Солнца.
 $L, \Delta\lambda$ — параметры взаимной конфигурации Юпитера и Сатурна;
 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)

Таким образом, на основании всего выше изложенного можно предположить, что само существование знакопеременного полоидального магнитного поля Солнца (рис. 2) связано с 20-ти летней цикличностью взаимного расположения Сатурна и Юпитера относительно барицентра Солнечной системы. Достаточность рассмотрения только Юпитера и Сатурна более подробно изложена в работе [8].

3. Механизм генерации полоидального магнитного поля Солнца

Длительные наблюдения за магнитным полем Солнца [5], 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 на рис. 2, вариация орбитальной скорости Солнца Δv имеет тот же период в 20 лет, что и колебания напряжённости знакопеременного полоидального магнитного поля. Полагаем, что в Солнце должен существовать некий механизм посредством которого вариация орбитальной скорости Солнца формирует процесс, приводящий к генерации знакопеременного полоидального магнитного поля.

Введём в рассмотрение неподвижную декартову систему координат $Oxyz$ (рис. 4), где начало системы координат O расположено в центре массы Солнечной системы, а плоскость Oxy совпадает с эклиптической. 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 $Oxyz$, определяется эфемеридой Солнца [6], то есть радиус-вектор $\underline{r}(t)$ нам известен.

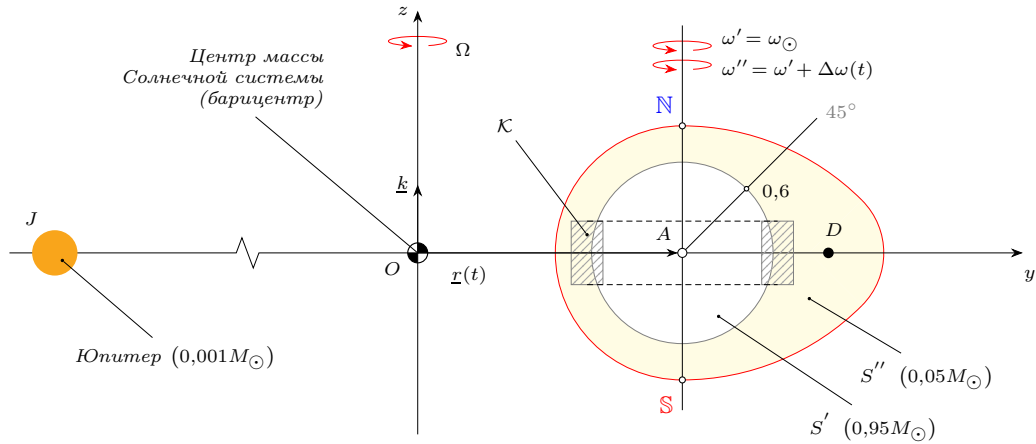


Рис. 4. Меридиональное сечение Солнца плоскостью Ouz . Деформированная область S'' как результат действия центробежных сил при вращении пары *Солнце – Юпитер* вокруг барицентра Солнечной системы O с угловой скоростью Ω .

Солнце является деформируемым телом, и, структурно, учитывая данные приведённые в работах [8, 9], 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 представлено, как неравномерно движущееся по орбите твёрдое недеформируемое тело S' , окружённое деформируемой областью S'' .

Орбитальное движение Солнца вокруг барицентра O происходит с угловой скоростью Ω , что соответствует периоду 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 [9] или центробежного выступа. Для обозначения этого выступа введём в рассмотрение точку D , которая расположена в плоскости экватора на некотором удалении от оси собственного вращения Солнца (рис. 4).

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 20-ти летней вариации орбитальной скорости Солнца Δv , которая является основной причиной возникновения тангенциальных *вынужденных* колебаний центробежного выступа D области S'' , относительно центральной части Солнца с

угловой скоростью $\Delta\omega(t)$. Запишем угловые скорости ω' и ω'' для областей S' и S'' , соответственно

$$\omega' = \omega_{\odot}, \quad \omega'' = \omega' + \Delta\omega(t). \quad (2)$$

Добавочная угловая скорость $\Delta\omega$ является следствием вариации орбитальной скорости Солнца Δv . 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 вынужденным тангенциальным колебаниям центробежного выступа D области S'' в экваториальной плоскости Солнца, реализуется, в полной мере, *реверсивное* вращение плазмы Солнца с интервалом около 10-ти лет. На границе соприкосновения недеформируемой центральной части Солнца S' и деформируемого шарового слоя S'' , выделим *торообразную* область \mathcal{K} (рис. 4), ось симметрии которой совпадает с осью собственного вращения Солнца.

Что происходит в области \mathcal{K} ? Рассмотрим экваториальное сечение Солнца плоскостью эклиптики Oxy (рис. 5). Торообразная область \mathcal{K} обо-

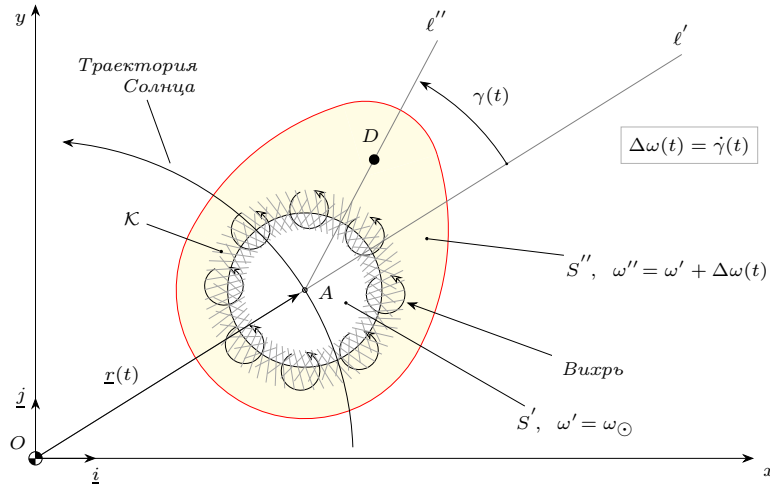


Рис. 5. Экваториальное сечение Солнца. Деформированная центробежными силами область S'' . l' — луч $[OA)$, показывает направление действия центробежной силы приложенной к центру массы Солнца A . l'' — луч $[AD)$ задаёт угловое положение центробежного выступа D относительно направления l' .

значена штриховкой. Это область перехода от центральной части Солнца S' к внешней S'' . В области \mathcal{K} вследствие вынужденных колебаний центробежного выступа D области S'' относительно S' механическим образом формируются вихри плазмы, плоскости вращения которых в

основном параллельны экваториальной плоскости Солнца. Направление вращения вихрей определяется исключительно разностью угловых скоростей ω' и ω'' , то есть знаком относительной угловой скорости $\Delta\omega = \dot{\gamma}$. 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 b каждого отдельного вихря будем характеризовать вектором напряжённости магнитного поля \underline{b} в центре вращения вихря.

Рассмотрим процесс вихреобразования с точки зрения наблюдателя со стороны северного полюса Солнца. На рис. 6 показаны ключевые моменты процесса 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 20-ти летняя вариация орбитальной скорости Солнца Δv и временные ряды, отражающие напряжённость полоидального магнитного поля $B_N(t)$, $B_S(t)$ на соответствующих полюсах Солнца. Отметим три характерных момента времени:

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

В нашем примере, на 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 на северном полюсе Солнца, то для каждого вихря, вращающегося по часовой стрелке и генерирующего локальное

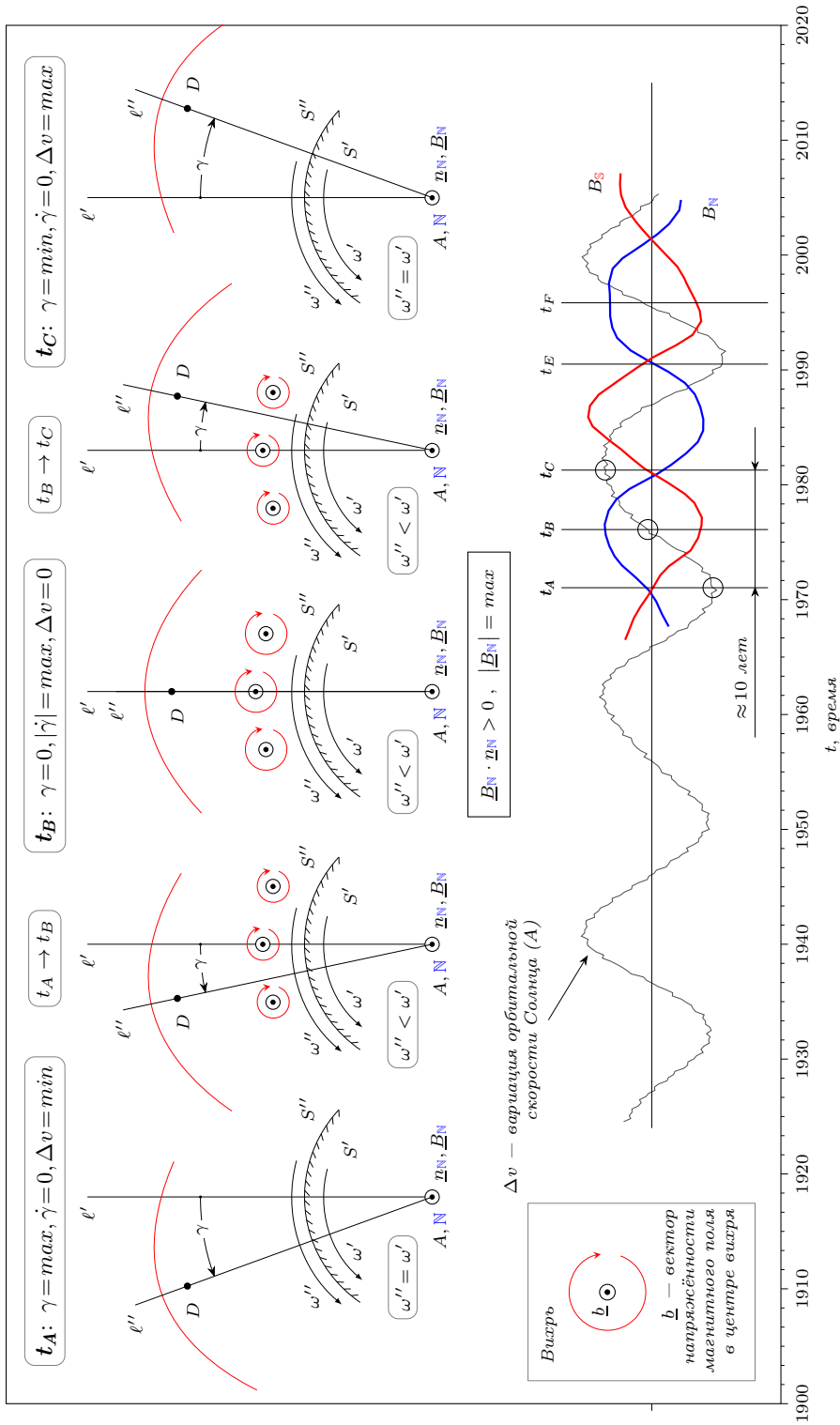


Рис. 6. Формирование вихрей, генерирующих полоидальное магнитное поле Солнца, в пограничном слое \mathcal{K} между зоной лучистого переноса S' и зоной конвективного переноса S'' за счёт разности их угловых скоростей ω' и ω'' , где $\omega'' = \omega' + \dot{\gamma}$.

магнитное поле b , должно выполняется условие

$$\underline{b} \uparrow\uparrow \underline{B}_{\mathbb{N}} . \quad (3)$$

Вихрь плазмы объединяет в себе токовые кольца, состоящие как из положительных (p) частиц, так и из отрицательных (e) частиц — электронов. Каждая заряженная частица образует токовое кольцо и формирует магнитное поле b , которое, учитывая знак заряженной частицы, охарактеризуем вектором напряжённости магнитного поля \underline{b}^p или \underline{b}^e в центре вращения токового кольца. На данном этапе исследования мы не рассматриваем взаимовлияние токовых колец. Общее магнитное поле вихря b определяется совокупностью магнитных полей всех его токовых колец, то есть суммарный вектор напряжённости магнитного поля \underline{b} этого вихря, можно представить следующим образом:

$$\underline{b} = \sum \underline{b}^p + \sum \underline{b}^e , \quad \text{где} \quad \left| \sum \underline{b}^e \right| > \left| \sum \underline{b}^p \right| . \quad (4)$$

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 $\underline{B}_{\mathbb{N}}$.

Таким образом, в области \mathcal{K} формируется множество вихрей с сонаправленными векторами напряжённости магнитного поля \underline{b} , которые и образуют наблюдаемое знакопеременное полоидальное магнитное поле Солнца. Изменение направления вращения вихрей приводит к инверсии полоидального магнитного поля Солнца.

На рис. 7 показана конфигурация силовых линий полоидальной компоненты магнитосферы Солнца соответствующая моменту времени, когда напряжённость полоидального магнитного поля на полюсах Солнца достигает максимума.

Временные ряды на рис. 6 указывают на определяющую роль 20-ти летней вариации орбитальной скорости Солнца Δv в формировании знакопеременного полоидального магнитного поля Солнца. Таким образом, показана однозначная причинно-следственная связь процессов, различной физической природы, участвующих в генерации полоидального магнитного поля Солнца.

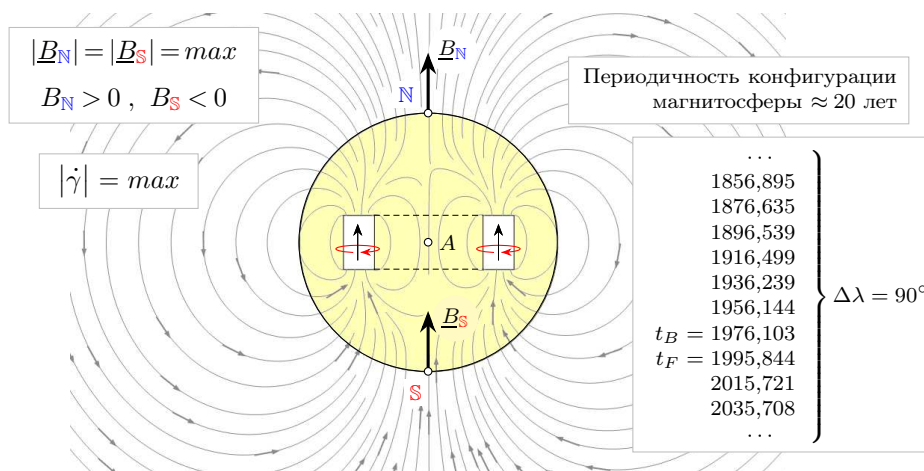


Рис. 7. Характерный вид силовых линий полоидального магнитного поля Солнца в момент его максимальной интенсивности.

4. Моделирование реверсивного движения центробежного выступа Солнца.

Рассмотрим механическую природу вынужденных тангенциальных колебаний центробежного выступа D области S'' , относительно центральной, недеформируемой части Солнца S' на примере маятника с кинематическим возбуждением основания (рис. 8). Маятник представляет

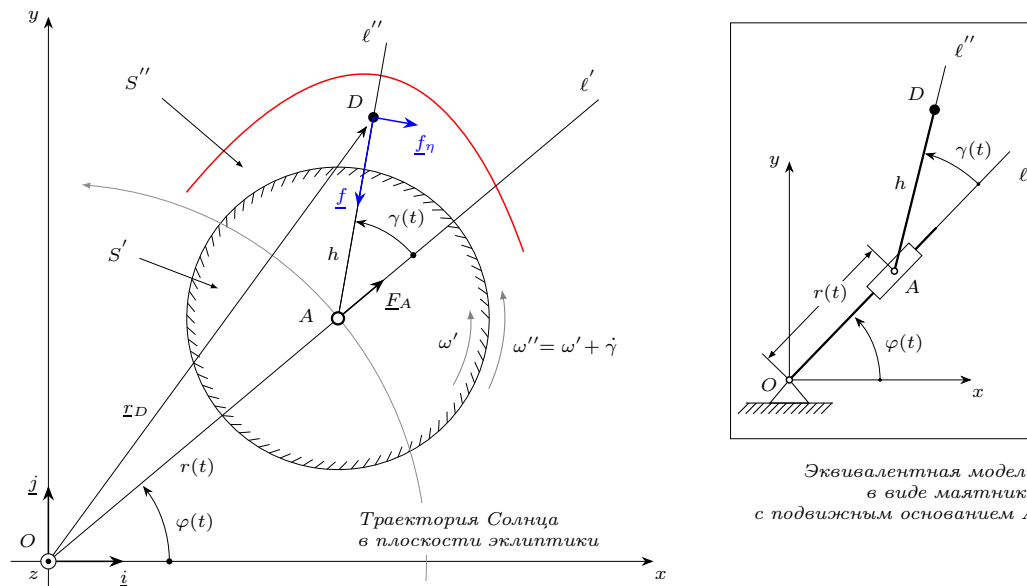


Рис. 8. Модель колебаний центробежной аномалии D области S'' .

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 \underline{r}_D задаёт текущее положение точки D с массой m , которая совершает вынужденные колебания в плоскости Oxy , относительно луча l' , который указывает направление действия результирующей центробежной силы \underline{F}_A , приложенной к точке A , возникающей вследствие вращения системы *Солнце – Юпитер – Сатурн* вокруг барицентра O . Масса центробежного выступа m , в общем случае, является функцией траектории движения Солнца вокруг барицентра. Будем считать, что $m = \text{const}$, так как наша задача состоит в том, что бы показать только механизм связи вариации орбитальной скорости Солнца с тангенциальными колебаниями центробежного выступа D .

Кинематика основания маятника, точки A , задана эфемеридой Солнца [6], то есть радиус-вектором $\underline{r}(t)$ в барицентрической системе координат $Oxyz$. Таким образом, движение точки A определено через расстояние $r(t)$ и угол $\varphi(t)$. Неравномерность движения точки A по орбите приводит к соответствующим тангенциальным колебаниям деформируемой области S'' относительно S' . Отклонение центробежного выступа D области S'' характеризуется углом $\gamma(t)$ между лучами l' и l'' . Принимаем, что $\gamma > 0$ если отклонение против часовой стрелки, в противном случае $\gamma < 0$.

Уравнение динамики. 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'' . Уравнение баланса сил для материальной точки D на рис. 8 записывается следующим образом

$$m \ddot{\underline{r}}_D = \underline{f} + \underline{f}_\eta, \quad \text{где} \quad \underline{r}_D = x(t) \underline{i} + y(t) \underline{j} + z(t) \underline{k}. \quad (5)$$

Здесь $x(t), y(t), z(t)$ — текущие координаты материальной точки D с массой m в барицентрической системе координат $Oxyz$.

В результате соответствующих алгебраических преобразований уравнения (5) получаем дифференциальное уравнение второго порядка относительно угла $\gamma(t)$.

$$\boxed{h \ddot{\gamma} = -\frac{\eta}{m} h \dot{\gamma} - h \ddot{\varphi} + (\ddot{r} - r \dot{\varphi}^2) \sin \gamma - (2\dot{r} \dot{\varphi} + r \ddot{\varphi}) \cos \gamma.} \quad (6)$$

Это уравнение не содержит удерживающей силы f , что упрощает решение задачи (5), а именно, определить характер изменения угла $\gamma(t)$ для заданной изначально траектории точки A (центра массы Солнца).

Для дифференциального уравнения второго порядка (6) формулируем задачу Коши с начальными условиями:

$$\boxed{\gamma(t)\Big|_{t=t_0} = \gamma_0, \quad \dot{\gamma}(t)\Big|_{t=t_0} = 0.} \quad (7)$$

Периодическое вынужденное отклонение луча l'' (характеризующее положение центробежного выступа D) на угол γ влево или вправо, относительно l' , определяется 20-ти летней 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 $B_{\mathbb{N}} = B_{\mathbb{S}} = 0$, соответствуют моментам их локальных 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 , для рассматриваемой нами модели.

Задача решалась следующим образом. Выбираем начальный момент времени t_0 который соответствует моменту инверсии магнитного поля. Далее, задаём начальные значения параметров маятника, такие как h , η и начальный угол γ_0 . Полученное решение уравнения (6) сопоставляется с вариацией орбитальной скорости Солнца Δv через коэффициент корреляции \mathcal{R} , который 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, 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 [10].

Результат моделирования. Рассмотренная модель показала возможность существования вынужденных колебаний центробежного выступа D области S'' относительно центральной части Солнца в следствие 20-ти летней вариации орбитальной скорости Солнца Δv . Характер полученного решения уравнения (6), с начальными условиями (7), представлен траекторией на фазовой плоскости (рис. 9). На рассматриваемом интервале времени, длительностью около 100 лет, фазовая траектория показывает устойчивый характер колебаний центробежного выступа D .

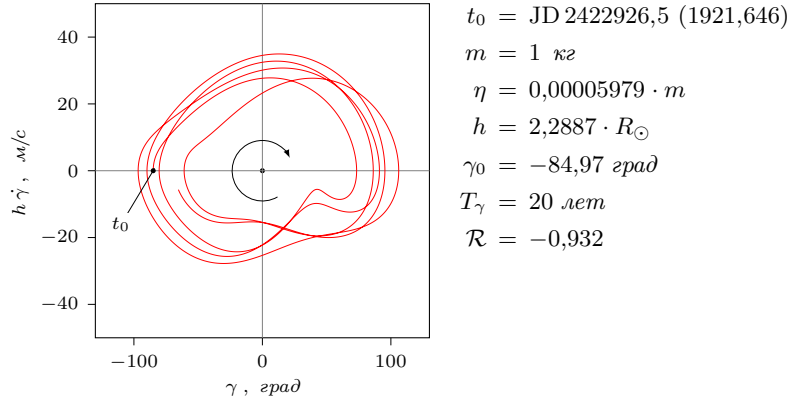


Рис. 9. Фазовая траектория колебаний центробежного выступа D области S'' , как результат решения уравнения (6) с начальными условиями (7).

В таб. 2, для ключевых моментов времени t_A, t_B, t_C, \dots , собраны зна-

Таблица 2. Ключевые моменты состояния знакопеременного полюидального магнитного поля Солнца.

	BD	B_N, B_S	$\Delta\lambda, град$	$\Delta v, м/с$	$\gamma, град$
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

чения 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 полюидальной компоненты магнитосферы Солнца полностью определяется 20-ти летней вариацией орбитальной скорости Солнца Δv , которая и вызывает соответствующие вынужденные тангенциальные колебания центробежного выступа D области S'' относительно центральной недеформируемой части Солнца S' .

На рис. 10 приведено численное решение уравнения (6) в виде временного ряда $\gamma(t)$, которое сопоставляется с вариацией орбитальной скорости Солнца Δv , колебаниями напряжённости магнитного поля B_N и B_S на полюсах Солнца и взаимной расположением Юпитера и Сатурна $L(t)$. Отмечаем однозначную согласованность этих временных рядов.

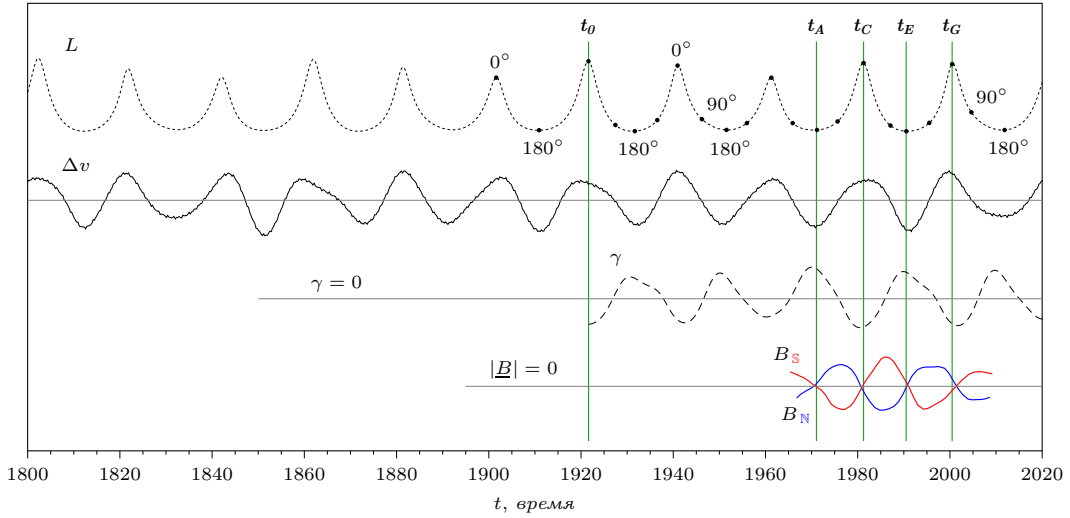


Рис. 10. Сопоставление вариаций орбитальной скорости Солнца Δv , угла отклонения γ центробежного выступа D , напряжённости полоидального магнитного поля B_N , B_S и L отражающий взаимное расположение Юпитера и Сатурна.
 t_A, t_C, t_E, t_G — моменты инверсии.

5. Выводы

Природа знакопеременного полоидального магнитного поля Солнца обусловлена исключительно периодичностью пространственной конфигурации Юпитера и Сатурна в барицентрической системе координат, что и отражено на следующей диаграмме:

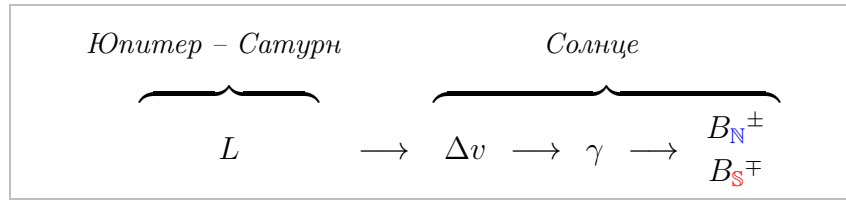


Диаграмма показывает однонаправленную связь взаимной конфигурации Юпитера и Сатурна $L(t)$ с вариацией орбитальной скорости Солнца Δv которая, в свою очередь, формирует вынужденные колебания центробежного выступа на Солнце, выраженные углом γ , приводящие к генерации знакопеременного полоидального магнитного поля Солнца. Так же следует отметить, что собственное вращение Солнца не оказывает влияния на процесс генерации знакопеременного полоидального магнитного поля Солнца, а вносит лишь статическую поправку в угол отклонения γ центробежного выступа D .

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] *Wilcox Solar Observatory Polar Field Observations.* — <https://wso.stanford.edu/Polar.html>.
- [6] *NASA JPL Horizons.* — <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons>.
- [7] *Kiryan, Dmitry G.* Modeling the Evolution of a cluster of gravitating bodies taking into account their absolutely inelastic collisions / Dmitry G. Kiryan, George V. Kiryan // *PAMM.* — 2021. — Dec.. — Vol. 21, no. 1. — <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/pamm.202100049>.
- [8] *Кирьян, Д. Г.* О природе полоидальной составляющей магнитосферы Солнца / Д. Г. Кирьян, Г. В. Кирьян // *ResearchGate e-prints.* — 2023. — Apr.. — <http://dx.doi.org/10.13140/RG.2.2.31931.49448/1>.
- [9] *Kiryan, 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. Kiryan, George V. Kiryan // *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik.* — 2022. — Vol. n/a, no. n/a. — P. e202000326. — <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/zamm.202000326>.
- [10] *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.