АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ БЮЛЛЕТЕНЬ, 2020, том 75, № 2, с. 200–206

УДК 523.98; 523.983-337

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ФАКЕЛЬНЫХ УЗЛОВ

© 2020 А. А. Соловьев[1,2*], В. В. Смирнова[3], П. В. Стрекалова[1]

[1]Главная (Пулковская) обсерватория, Санкт-Петербург, 196140 Россия

[2]Калмыцкий государственный университет, Элиста, 358000 Россия

[3]Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, 298409 Россия

Поступила в редакцию 2 октября 2018 года; после доработки 11 сентября 2019 года;
принята к публикации 11 сентября 2019 года

Наблюдения факельных областей Солнца при помощи инструмента Helioseismic and Magnetic Imager космической обсерватории Solar Dynamics Observatory позволяют обнаружить долгопериодические колебания магнитного поля факельных узлов с периодами в диапазоне от 30 до 250 минут. Статистически значимые колебательные моды выделяются методом разложения временных рядов по эмпирическим модам. За время наблюдений, которое близко ко времени жизни узла, его параметры (магнитное поле, площадь, занимаемая на магнитограмме и др.) могут заметно изменяться, хотя факел все это время сохраняет свою структурную идентичность. Эти изменения затрагивают и эффективную жесткость системы (отклик на внешние возмущения), что приводит к смене характера самих колебаний. Исходя из этого, мы рассматриваем наблюдаемые колебания магнитного поля факельных узлов с периодами от 1 до 4 часов как собственные малые колебания системы, эффективная жесткость которой изменяется во времени. Представлена простая аналитическая модель процесса. Показано, что все три специфических режима низкочастотных колебаний, обнаруженных в факельных узлах, хорошо описываются предложенной моделью.

Ключевые слова: *Солнце: активность — Солнце: факелы, магнитные поля — Солнце: колебания*

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование долгопериодических колебаний элементов солнечной активности началось, по-видимому, с пионерских работ горьковских радиоастрономов (Durasova et al. 1971, Kobrin et al. 1978), которые обнаружили долгопериодные (30–120 минут) колебания поляризации и наклона спектра микроволнового излучения из активных областей и показали, что амплитуды этих колебаний растут перед мощными протонными вспышками. Низкое пространственное разрешение радиотелескопов того времени не позволило «привязать» обнаруженные колебания к какому-то конкретному типу элементов солнечной активности (солнечные пятна, корональные петли, хромосферные волокна), но их магнитная природа сомнений не вызывала, и обнаруженные вариации радиоизлучения связывались именно с изменениями магнитных полей в активных областях.

В дальнейшем было обнаружено, что в солнечных пятнах, наряду с характерными для них и хорошо изученными трех–пятиминутными колебаниями (Bogdan and Judge 2006), присутствуют и долгопериодические осцилляции с периодами от 10 до 32 часов (Efremov et al. 2007; 2016; 2014; 2018). Эти же ультранизкочастотные колебания, имеющие периоды в интервале 10–30 часов, удалось обнаружить в корональных петлях (Foullon et al. 2009), а также в низко лежащих хромосферных волокнах (Efremov et al. 2016). Колебания с периодами в несколько часов регистрируются также и в магнитных структурах, ассоциированных с солнечными пятнами — в межпятенных радиоисточниках (Smirnova et al. 2013). Наконец, в последние годы в число элементов солнечной активности, для которых характерны долгопериодические колебания, вошли и солнечные факелы. Исследованию физической природы этих колебаний и посвящена данная работа.

Солнечные факелы наряду с солнечными пятнами являются важным и значимым проявлением солнечной активности в целом. Несмотря на их небольшую яркость, они, благодаря своей многочисленности, дают настолько существенный вклад в общую светимость Солнца (Total Solar Irradiance)

*E-mail: solov.a.a@mail.ru

что в моменты максимума пятенной активности она оказывается выше (на 0.1%), чем в минимуме, т.е. повышенная светимость факелов перекрывает понижение общей светимости Солнца, вызываемое появлением темных солнечных пятен. Это одна из причин, по которым в солнечной физике исследованию факелов традиционно уделяется большое внимание. Факелы, как и пятна, имеют магнитную природу, хотя их магнитные поля намного слабее, чем в последних. Очевидно, по этой причине факельные поля появляются в активной области раньше, чем формируются солнечные пятна, и живут в целом дольше пятен.

Принято считать (Title et al. 1992), что в факельных областях на Солнце (plages) присутствуют три различных класса магнитных структур: 1) мелкомасштабные магнитные элементы, 2) факельные узлы и 3) поры. Первые из перечисленных структур имеют «гранульные» масштабы (Berger et al. 2007, De Pontieu et al. 2006): диаметр 0″.5–1″, время жизни 5–15 минут и напряженность магнитного поля, близкую к полю равнораспределения (150–300 Гс). Эти элементы очень динамичны, находятся в постоянном движении, их яркость невелика и связана главным образом с тем, что фотосферные гранулы, взаимодействуя с магнитным полем (давление которого близко к динамическому давлению конвективного поля грануляции), поджимаются и дополнительно структурируются им, за счет чего несколько увеличивают свою яркость, просвечивая при проворачивании (overturning) своими боковыми поверхностями сквозь окружающие их более прозрачные магнитные силовые трубки (Berger et al. 2007). Физическая природа этих элементов хорошо моделируется численно в рамках представлений о магнитоконвекции (De Pontieu et al. 2006, Keller et al. 2004).

Второй тип факельных элементов — факельные узлы — более яркие, относительно стабильные и долгоживущие образования (среднее время жизни 10–15 часов, иногда до одного дня и более). Они имеют диаметры от 3 до 5 Мм и тонкую внутреннюю магнитную структуру (менее 1 Мм) — факельные гранулы. Их магнитное поле находится в диапазоне от 250 Гс до 1200 Гс. Факельные узлы образуются, по-видимому, в местах стыков нескольких ячеек супергрануляции, и время их жизни на много порядков превышает время релаксации системы к равновесию (несколько минут). Поэтому данные структуры можно рассматривать как устойчивые образования, способные совершать колебания около положения их равновесия как целостные объекты. Хотя в целом узлы имеют повышенную яркость по отношению к фотосфере, в них наблюдается центральное понижение температуры (типа Вильсоновской депрессии в солнечных пятнах); в этом смысле они уже физически приближаются к порам — малым пятнам без полутени.

В факельных структурах наблюдаются квазипериодические колебания магнитного поля и интенсивности излучения. Относительно короткопериодические колебания — с периодами от 3–5 до 15 минут — естественно объясняются как проявления МГД-волн, распространяющихся в магнитных трубках, которые формируют эти структуры и играют роль волноводов и резонаторов (Chelpanov et al. 2016, Kobanov and Pulyaev 2011, Verwichte et al. 2010).

В факельных узлах как долгоживущих (а, следовательно, достаточно устойчивых) объектах наряду с короткопериодическими колебаниями наблюдаются и значительно более длинные периоды, от часа и более (Kolotkov et al. 2017, Strekalova et al. 2016). Эти колебания следует уже рассматривать не как следствие пробегающих в них МГД-волн, а как колебания всей магнитной структуры в целом около положения ее устойчивого равновесия. В них вовлекаются значительные массы вещества, поэтому периоды этих колебаний оказываются достаточно большими. Для солнечного пятна этот колебательный процесс в случае магнитной силовой трубки, ограниченной снизу по глубине, описан в работе Solov'ev and Kirichek (2014) в рамках модели мелкого (неглубокого) пятна.

Относительно медленные временные вариации магнитного поля уединенных долгоживущих компактных факельных узлов имеют свои специфические особенности. Они заключаются в том, что за время наблюдения, близкое к времени жизни узла, амплитуда и период колебаний его магнитного поля синхронно изменяются на вполне различимую величину, т.е. эти колебания не являются квазигармоническими. Этим они принципиально отличаются от долгопериодических колебаний, регистрируемых в солнечных пятнах (Efremov et al. 2016; 2014; 2018), которые носят квазигармонический характер, поскольку для исследования колебаний в пятнах обычно целенаправленно выбираются наиболее стабильные, не подверженные делению пятна правильной формы, параметры которых за время наблюдения практически не изменяются.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, ИХ ОБРАБОТКА, ТРИ РЕЖИМА КОЛЕБАНИЙ

Используя магнитограммы для лучевого компонента магнитного поля, получаемые камерой Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO) (Couvidat et al. 2012, Scherrer et al. 2012, Schou et al. 2012) на длине волны λ6173 Å с пространственным разрешением в 1″, можно уверенно

выделять характерные магнитные структуры — факельные узлы — и строить временны́е ряды изменения напряженности их магнитного поля. Обработка магнитограмм и построение временны́х рядов проводятся в системах MATLAB и IDL SolarSoft (Freeland and Handy 1998).

Для выделения колебательных мод из сигнала удобно применять метод Empirical Mode Decomposition (EMD) (Huang et al. 1998). В отличие от стандартного преобразования Фурье и вейвлет-анализа, в которых используются базисные гармонические функции, в методе EMD производится разложение сигнала по эмпирическим модам. Преимущество такого подхода для анализа нестационарных и нелинейных колебаний состоит в его адаптивности и в естественном характере получаемых колебательных мод. Метод не задает априори определенного базиса разложения, поэтому не вносит искажений в исследуемый сигнал.

Опуская детали обработки материала, проведенной сотрудниками солнечного отдела ГАО РАН (Solov'ev et al. 2019, Strekalova et al. 2016) для 30 факельных узлов, отметим сразу, что все обнаруженные значимые колебательные моды разделяются по их виду на три характерных класса:

1. Период и амплитуда колебаний монотонно растут за время наблюдения;

2. Период и амплитуда колебаний монотонно убывают со временем;

3. Режимы роста и убывания периода и амплитуды периодически сменяют друг друга.

Детали обработки материала и рисунки, иллюстрирующие временной ход изменений магнитного поля факелов в трех указанных режимах, можно найти в работах Strekalova et al. (2016) и Solov'ev et al. (2019).

Ниже мы проведем качественный физический анализ колебаний факельного узла, получим среднюю оценку периода колебаний системы как целостного объекта, и дадим новое математическое описание колебательного процесса, отличающееся по своей форме от приведенного в работе Solov'ev et al. (2019), где оно было получено с применением приближенного общего решения (Nayfeh 1981).

3. МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ФАКЕЛА И МОДЕЛЬ КОЛЕБАНИЙ СИСТЕМЫ С ПЕРЕМЕННОЙ ВО ВРЕМЕНИ ЖЕСТКОСТЬЮ

Мы наблюдаем квазипериодические колебания в системе, в которой ни один из физических параметров не является жестко фиксированным на масштабе времени наблюдения. Хотя структурно факельный узел сохраняет свой общий вид в течение всего времени его жизни, в нем могут заметно меняться по величине и магнитное поле, и площадь факела, а также, возможно, глубина погружения факельного узла в фотосферу, т. е. его эффективная масса (масса газа, вовлеченная в колебания факельного узла как единой магнитной структуры). По этой причине мы должны рассматривать колебания факельного узла в целом как колебания системы с переменной во времени жесткостью, т.е. с переменным характером отклика на внешние возмущения.

Уравнение малых колебаний такой системы под действием возмущающей внешней силы при наличии трения имеет вид:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + W^2(t)x = 0. \qquad (1)$$

Здесь x — один из параметров системы. По физическому смыслу уравнения x — это механическая деформация магнитной силовой трубки факела (это может быть деформация боковая, продольная или некая их комбинация). Благодаря вмороженности магнитного поля в плазму вполне резонно полагать, что относительно медленные возмущения магнитного поля, которые мы фиксируем в наблюдениях, в линейном приближении пропорциональны этим механическим деформациям. Поэтому мы с достаточным основанием можем считать, что усредненная по сечению узла напряженность его магнитного поля ведет себя так же, как и механический параметр x, и, таким образом, можем сопоставлять наблюдаемые временные вариации магнитного поля факельного узла с решениями уравнения (1). В этом уравнении β — коэффициент трения, а $W^2(t)$ — зависящая от времени эффективная упругость (жесткость) системы, т.е. линейный коэффициент возвращающей силы, рассчитанный на единицу массы. Точка вверху в уравнении (1) означает дифференцирование по времени.

Прежде чем приступать к анализу и решению уравнения (1), следует оценить по порядку величины параметр $W^2(t)$, имеющий смысл квадрата эффективной частоты системы, т. е. понять, какие периоды должны быть характерны для колебаний солнечного факела как целого, должны ли они действительно составлять часы, а не минуты?

Мы будем представлять себе магнитную структуру факела как вертикальную магнитную силовую трубку переменного по высоте радиуса $a(z)$ и высотной протяженности L, заглубленную в фотосферных слоях. В фотосфере и нижней хромосфере радиус сечения трубки меняется слабо, а в средней и верхней хромосфере магнитная трубка резко, экспоненциально расширяется до уровня transition region ($z = 2.1$ Мм), где начинается переход к корональным температурам (см. Solov'ev and

Kirichek 2014). Мы станем полагать, что регулярное магнитное поле факела ограничено снизу уровнем глубины H, на котором магнитное давление сравнивается с динамическим давлением турбулентных пульсаций фотосферной конвекции: $\frac{B^2}{8\pi} = \rho(H)\frac{V_{\rm CON}^2}{2}$, т.е. $V_4(H) = V_{\rm CON}$. Здесь $V_4(H)$ — альвеновская скорость в магнитной трубке на глубине H, $p(H)$ — плотность плазмы в трубке на этом уровне, а $V_{\rm CON}$ — скорость конвективных движений в фотосферных и подфотосферных слоях, которая обычно оценивается величиной 0.5–1.0 км с$^{-1}$. Глубина H варьируется в зависимости от напряженности магнитного поля факела от нескольких сотен км до 1 Мм. По-видимому, основное тело факела располагается в слоях приблизительно от уровня H до высоты температурного минимума ($z = 525$ км), так что для высотной протяженности факела подходит оценка $L \approx (1$–$2)$ Мм.

Ниже указанного уровня H магнитное поле силовой трубки должно полностью запутываться конвективными движениями плазмы. Здесь, утрачивая свою регулярную анизотропную структуру, оно становится просто клубком магнитных силовых нитей, не реагирующим как нечто целое на внешние возмущения, в которые он фактически уже полностью погружен. (Таким образом, физически уровень глубины H является нижней магнитной границей факела как уединенной целостной структуры. Подобный подход развит в работе Solov'ev and Kirichek (2019) применительно к солнечному пятну в модели неглубокого пятна (shallow sunspot model), и он позволил впервые дать ответы на ряд принципиальных вопросов относительно физической природы пятен).

Величина $W^2(t) \times x$ имеет, очевидно, размерность силы, рассчитанной на единицу массы. Значит, имея в виду, что жесткость системы определяется в первую очередь магнитным полем, а градиент магнитного давления как раз имеет размерность силы, для величины W^2 можно предложить следующую порядковую оценку: $W^2 \equiv \omega_0^2 \approx \frac{B^2}{8\pi}\frac{1}{L^2}\frac{V}{\bar\rho V}$, где $\bar\rho$ — средняя плотность газа в трубке, а $V = \int_H^{L+H} \pi a^2(z) z dz$ — объем трубки факела, который в данном случае удачно сокращается. В полученном выражении в качестве характерного масштаба длины можно взять как высоту факела L, так и радиус его поперечного сечения a. Эти величины в нашей модели одного порядка: $L \approx a \approx (1$–$2)$ Мм. Таким образом, для оценки характерной частоты колебаний получаем: $\omega_0 = \frac{B}{\sqrt{2L}\sqrt{4\pi\bar\rho}} = \frac{\bar V_A}{L\sqrt{2}}$. Но средняя альвеновская скорость $\bar V_A$, очевидно, мало отличается от значения этой скорости на глубине H, поскольку основной вклад в плотность вносят самые нижние слои. Тогда: $\omega_0 = \frac{\bar V_A}{L\sqrt{2}} \cong \frac{V_A(H)}{L\sqrt{2} = \frac{V_{\rm CON}}{L\sqrt{2}}}$, и для периода собственных колебаний такой магнитной системы получаем следующую оценку:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\frac{\sqrt{2L}}{V_{\rm CON}}; \frac{9L}{V_{\rm CON}} = \frac{9\times 10^8}{10^5} = 2.5 \text{ hour}.$$

В этой простой формуле есть только два параметра и каждый из них оценивается из наблюдений: скорость турбулентных пульсаций в фотосфере $V_{\rm CON}$ и эффективная протяженность факела по высоте (длину L в формуле для периода можно, как сказано выше, заменить на радиус поперечного сечения факельной трубки, но он имеет тот же порядок величины). Полученная порядковая оценка периода собственных колебаний факела вполне согласуется с тем, что обнаруживается в наблюдениях.

Уравнения типа (1) известны как уравнения Лиувилля (Liouville), и для них при отсутствии трения и при условии, что инкремент/декремент изменения амплитуды много меньше частоты, имеется приближенное общее решение, построенное методом WKB (Nayfeh 1981, формула (14.28)).

Мы для описания колебательных режимов, получаемых в факельных узлах, не станем использовать приближенное решение Nayfeh (1981), а будем искать точные частные решения уравнения (1) в виде:

$$x(t) = A(t)\cos[\omega(t)t + \phi_0], \qquad (2)$$

где $A(t)$ — амплитуда колебаний, $\omega(t)$ — изменяющаяся со временем частота, ϕ_0 — начальная фаза колебания.

Если подставить закон движения (2) в уравнение (1) и приравнять к нулю суммы коэффициентов при синусе и косинусе, мы получим два уравнения для трех неизвестных функций времени: $A(t), W^2$ и $\omega(t)$:

$$\ddot A - AU + 2\beta\dot A + AW^2 = 0, \qquad (3)$$

$$2\dot A U + A\dot U + 2\beta A U = 0, \qquad (4)$$

где обозначено $\frac{d}{dt}[\omega(t)t] = U$. Выражение (4) после интегрирования дает:

$$A^2 U = C\exp(-2\beta t), \qquad (5)$$

здесь C — произвольная константа. Располагая уравнениями (3) и (5), можем рассмотреть интересующие нас частные случаи.

3.1. Амплитуда колебаний линейно растет со временем

Пусть

$$A(t) = A_0(1 = \gamma t), \tag{6}$$

где A_0— амплитуда колебаний в начальный момент времени, γ — некоторая положительная константа, задающая инкремент возрастания амплитуды. Тогда из (5) следует:

$$\omega(t)t = \frac{C}{A_0^2}\int\frac{\exp(-2\beta t)}{(1+\gamma t)^2}dt. \tag{7}$$

Коэффициент трения β обычно достаточно мал, поэтому для упрощения модели заменим подинтегральную экспоненту ее линейным разложением:

$$\omega(t) = \frac{C}{A_0^2}\int\frac{1-2\beta t}{1+\gamma t)^2}dt. \tag{8}$$

Отношение C/A_0^2 имеет, очевидно, смысл частоты колебаний в начальный момент ω_0. Интегрирование выражения (8) дает аргумент косинуса в выражении (2), и тогда закон движения принимает вид:

$$x(t) = A_0(1+\gamma t)\cos\left\{\frac{\omega_0}{\gamma}\left[\frac{1+\frac{2\beta}{\gamma}}{1+\gamma t} + \frac{2\beta}{\gamma}\ln(1+\gamma t) + \phi_0\right]\right\}. \tag{9}$$

На рис. 1 приведен пример таких колебаний с растущими амплитудами и периодами при определенных значениях параметров. При этом, как показывает расчет, коэффициент жесткости системы W^2, определяемый по уравнениям (3) и (6), монотонно падает со временем: к двенадцатому часу он уменьшается примерно в 23 раза. Это хорошо соответствует отмеченному в работе Kolotkov et al. (2017) падению напряженности магнитного поля в исследованном ими факеле за время наблюдения с 900 до 200 Гс, т. е. уменьшению магнитного давления, определяющего упругость системы, примерно в 20 раз.

3.2. Амплитуда колебаний падает со временем

$$A(t) = \frac{A_0}{1+\gamma t}. \tag{10}$$

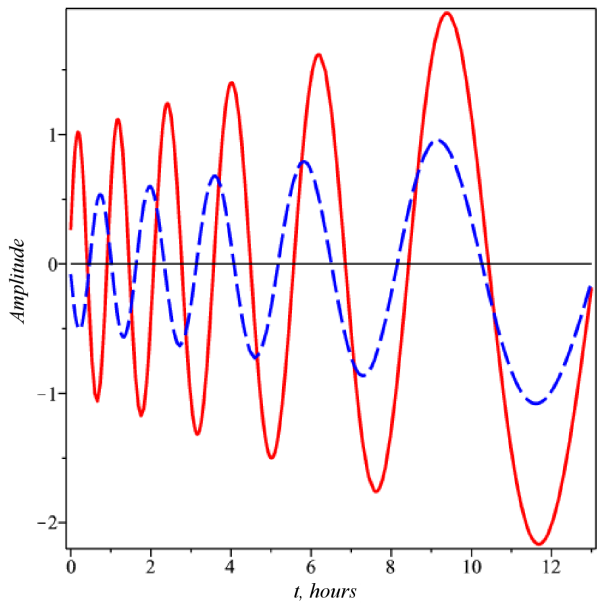

Рис. 1. Ход колебательного процесса для двух значений начальных частот: $\omega_{02} = 7.3(1/hour)$ (красная сплошная линия) и $\omega_{02} = 6.7(1/hour)$ (синяя прерывистая линия) при следующих значениях других параметров: $\gamma = 0.10(1/hour)$, $\beta = 0/01(1/hour)$, $\phi_0 = 2.5$, $A_{01=1.0}$, $A_{02} = 0.5$.

В этом случае получим:

$$x(t) = \frac{A_0}{1+\gamma t}\cos\left\{\frac{\omega_0}{\gamma}\left[\frac{(1+\gamma t)^3}{3} - \beta\gamma t^2 - \frac{4\beta\gamma^2}{3}t^3 - \frac{1}{2}\beta\gamma^3 t^4 + \phi_0\right]\right\}. \tag{11}$$

Ход колебания (11) показан на рис. 2.

Эффективная жесткость системы при этом монотонно возрастает примерно на тот же порядок величины, что и в первом случае. Этот рост происходит, скорее всего, за счет уменьшения глубины погружения факела в плотные слои фотосферы (напомним, что W^2 рассчитывается на единицу массы).

3.3. Амплитуда колебаний модулирована периодическим процессом

$$A(t) = \frac{A_0}{\sqrt{1+c\sin(\gamma t)}}, \tag{12}$$

где c — безразмерный положительный коэффициент модуляции, $c < 1$, тогда:

$$\omega(t)t = \frac{\omega_0}{\gamma}\int[1+c\sin(\gamma t)](1-2\frac{\beta}{\gamma}\gamma t)d(\gamma t). \tag{13}$$

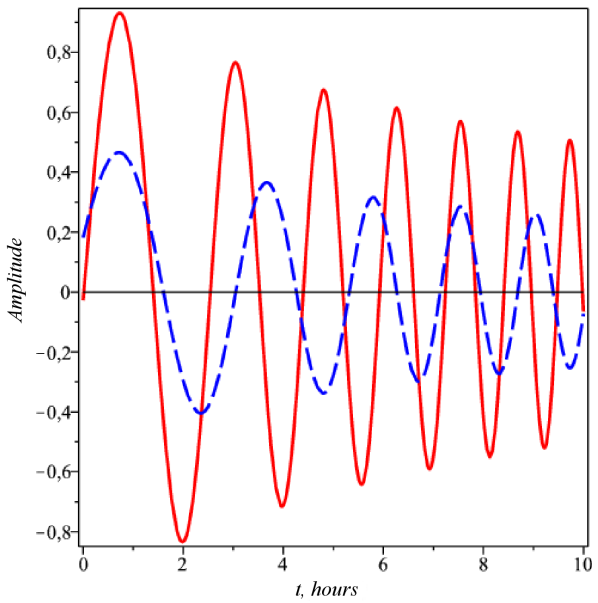

Рис. 2. Пример колебаний с амплитудами и периодами, уменьшающимися со временем. Принято: $\omega_{01} = 2.0(1/hour)$ (красная сплошная линия), $\omega_{02} = 1.50(1/hour)$ (синяя прерывистая линия) при следующих значениях остальных параметров: $\gamma = 0.10(1/hour)$, $\beta = 0/01(1/hour)$, $A_{0.1} = 1$, $A_{0.2} = 0.5$, $\phi_{0.1} = 2.1$, $\phi_{0.2} = 2.1$.

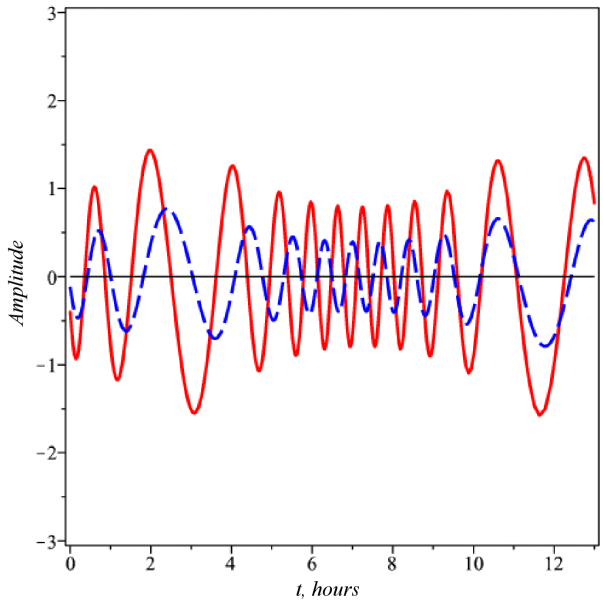

Рис. 3. Примеры последовательной смены колебательных режимов факельного узла с периодически изменяющимся коэффициентом жесткости. В решении отчетливо выражено синхронное изменение амплитуды и периода колебаний. Принято: сплошная красная кривая $\omega_{0.1} = 6.6(1/hour)$, синяя прерывистая линия $\omega_{0.2} = 6.0(1/hour)$; другие параметры: $\gamma = 0.7(1/hour)$, $\beta = 0.002(1/hour)$, $c = -0.6$, $A_{0.1} = 0.5$, $t_0 = 0.5\ hour$.

Здесь удобнее вместо фазы ϕ_0 использовать сдвиг по времени, введя величину t_0 — начало отсчета времени. Обозначим $s = \gamma(t - t_0)$ и после интегрирования получим:

$$x(t) = \frac{A_0}{\sqrt{1 + c\sin s}} \cos\left\{\frac{\omega_0}{\gamma}\left[s - c\cos s - \frac{\beta}{\gamma}s^2 - \frac{2\beta c}{\gamma}\sin s + \frac{2\beta c}{\gamma}s\cos s\right]\right\}. \quad (14)$$

Примеры колебательного процесса с перемежающимися промежутками нарастания и убывания амплитуды и соответствующего периода колебаний представлены на рис. 3. Эффективная жесткость системы в этом случае также должна быть гармонически модулирована за счет внешних воздействий.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Если солнечный факел моделируется вертикальной магнитной силовой трубкой, регулярное магнитное поле которой снизу ограничено уровнем, на котором магнитное давление сравнивается с динамическим давлением турбулентных пульсаций поля конвекции, то порядковая оценка периода собственных колебаний такой трубки как целостного объекта дает величину 1.5–3 часа, что согласуется с наблюдениями.

2. Долгопериодические колебания магнитного поля факельных узлов на Солнце имеют специфический характер: амплитуда их колебаний меняется за время наблюдения, которое близко к времени жизни факела, и синхронно с нею изменяется в том же направлении и период колебаний, заключенный в диапазоне от 30 до 250 минут.

3. Предложена элементарная колебательная модель факельного образования как системы с жесткостью, существенно изменяющейся во времени за счет изменения напряженности магнитного поля узла и/или вследствие изменения эффективной массы системы, погруженной своим основанием в плотные слои фотосферы.

4. Полученные в работе точные частные решения уравнения колебаний такой системы как целого хорошо описывают все три обнаруженные в наблюдениях режима колебаний факельных узлов: 1) колебания с растущими во времени амплитудой и периодом; 2) колебания с падающей амплитудой и синхронно уменьшающимся периодом; 3) колебания перемежающегося характера, когда один из указанных режимов периодически сменяется другим.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантами РФФИ № 18-02-00168 и РНФ № 15-12-20001.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. E. Berger, A. M. Title, T. Tarbell, ASP Conf. Ser. **369**, 103 (2007).
2. T. J. Bogdan and P. G. Judge, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Ser. A **364** (1839), 313 (2006).
3. A. A. Chelpanov, N. I. Kobanov, and D. Y. Kolobov, Solar Physics **291** (11), 3329 (2016).
4. S. Couvidat, J. Schou, R. A. Shine, et al., Solar Physics **275** (1–2), 285 (2012).
5. B. De Pontieu, M. Carlsson, R. Stein, et al., Astrophys. J. **646** (2), 1405 (2006).
6. M. S. Durasova, M. M. Dobrin, and O. I. Yudin, Nature Physical Science **229** (3), 82 (1971).
7. V. I. Efremov, L. D. Parfinenko, and A. A. Solov'ev, Astronomy Reports **51** (5), 401 (2007).
8. V. I. Efremov, L. D. Parfinenko, and A. A. Solov'ev, Solar Physics **291** (11), 3357 (2016).
9. V. I. Efremov, L. D. Parfinenko, A. A. Solov'ev, and E. A. Kirichek, Solar Physics **289** (6), 1983 (2014).
10. V. I. Efremov, A. A. Solov'ev, L. D. Parfinenko, et al., Astrophys. and Space Sci. **363** (3), 61 (2018).
11. C. Foullon, E. Verwichte, and V. M. Nakariakov, Astrophys. J. **700** (2), 1658 (2009).
12. S. L. Freeland and B. N. Handy, Solar Physics **182** (2), 497 (1998).
13. N. E. Huang, Z. Shen, S. R. Long, et al., Proc. Royal Society of London Ser. A **454** (1971), 903 (1998).
14. C. U. Keller, M. Schssler, A. Vgler, and V. Zakharov, Astrophys. J. **607** (1), L59 (2004).
15. N. I. Kobanov and V. A. Pulyaev, Solar Physics **268** (2), 329 (2011).
16. M. M. Kobrin, A. I. Korshunov, S. I. Arbuzov, et al., Solar Physics **56** (2), 359 (1978).
17. D. Y. Kolotkov, V. V. Smirnova, P. V. Strekalova, et al., Astron. and Astrophys. **598**, L2 (2017).
18. A. H. Nayfeh, *Introduction to perturbation techniques* (John Wiley and Sons, Ink., 1981).
19. P. H. Scherrer, J. Schou, R. I. Bush, et al., Solar Physics **275** (1-2), 207 (2012).
20. J. Schou, P. H. Scherrer, R. I. Bush, et al., Solar Physics **275** (1–2), 229 (2012).
21. V. Smirnova, A. Riehokainen, A. Solov'ev, et al., Astron. and Astrophys. **552**, A23 (2013).
22. A. Solov'ev and E. Kirichek, Astrophys. and Space Sci. **352** (1), 23 (2014).
23. A. A. Solov'ev and E. A. Kirichek, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **482** (4), 5290 (2019).
24. A. A. Solov'ev, P. V. Strekalova, V. V. Smirnova, and A. Riehokainen, Astrophys. and Space Sci. **364** (2), 29 (2019).
25. P. V. Strekalova, Y. A. Nagovitsyn, A. Riehokainen, and V. V. Smirnova, Geomagnetism and Aeronomy **56** (8), 1052 (2016).
26. A. M. Title, K. P. Topka, T. D. Tarbell, et al., Astrophys. J. **393**, 782 (1992).
27. E. Verwichte, M. Marsh, C. Foullon, et al., Astrophys. J. **724** (2), L194 (2010).

Long-Period Oscillations of Solar Facular Knots

A. A. Solov'ev[1, 2], V. V. Smirnova[1], and P. V. Strekalova[1]

[1]Main (Pulkovo) Astronomical Observatory RAS, Saint-Petersburg, 196140 Russia
[2]Kalmyk State University, Elista, 358000 Russia

Observations of facular areas of the Sun using the Helioseismic and Magnetic Imager device of the Solar Dynamics Observatory allow detecting long-period oscillations in the magnetic field of facular knots with periods ranging from 30 to 250 minutes. Statistically significant oscillation modes are selected by the method of time series decomposition in empirical modes. During the observation period, which is close to the knot's lifetime, its parameters (magnetic field, area on the magnetogram, etc.) may change noticeably, although the facular formation retains its structural identity all this time. These changes also affect the effective rigidity of the system (response to external disturbances), which leads to a change in the nature of the oscillations themselves. Based on this, we consider the observed oscillation in the magnetic field of facular knots with periods from 1 to 4 hours as the proper small oscillations of a system whose effective rigidity changes over time. A simple analytical model of the process is presented. It is shown that all three specific modes of low-frequency oscillations detected in facular knots are well described by the proposed model.

Keywords: *Sun: activity—Sun: faculae, plages—Sun: oscillations*