



## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2022. Т. 22, вып. 2. С. 100–110  
*Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2022, vol. 22, iss. 2, pp. 100–110  
<https://fizika.sgu.ru> <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2022-22-2-100-110>

Научная статья  
УДК 533.981

### Математическое моделирование физического механизма генерации волнового потока на фотосферном уровне на различных стадиях цикла солнечной активности

Е. А. Степанов<sup>1</sup>, А. О. Майоров<sup>1</sup>, К. В. Романов<sup>2</sup>, Д. В. Романов<sup>2</sup>, В. А. Романов<sup>1</sup>✉

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, д. 83

<sup>2</sup>Красноярский государственный педагогический университет имени В. П. Астафьева, 660049, Россия, г. Красноярск, ул. Ады Лебедевой, д. 89

Степанов Евгений Александрович, аспирант кафедры математической кибернетики и компьютерных наук, [ev\\_stepanof@yandex.ru](mailto:ev_stepanof@yandex.ru), <https://orcid.org/0000-0002-2050-2724>

Майоров Александр Олегович, аспирант кафедры математической кибернетики и компьютерных наук, [maiorovaleks94@gmail.com](mailto:maiorovaleks94@gmail.com), <https://orcid.org/0000-0002-8241-1916>

Романов Константин Валерьевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры математики и методики обучения математике, [k-v-romanov@ya.ru](mailto:k-v-romanov@ya.ru), <https://orcid.org/0000-0001-7320-2517>

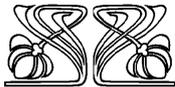
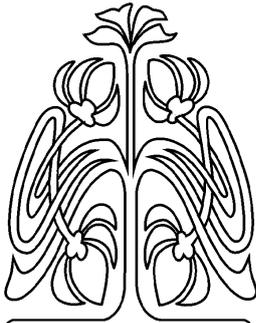
Романов Дмитрий Валерьевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры информатики и информационных технологий в образовании, [d-v-romanov@ya.ru](mailto:d-v-romanov@ya.ru), <https://orcid.org/0000-0002-4982-5973>

Романов Валерий Александрович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры математической кибернетики и компьютерных наук, [valeriy.a.romanov@yandex.ru](mailto:valeriy.a.romanov@yandex.ru), <https://orcid.org/0000-0001-9876-0822>

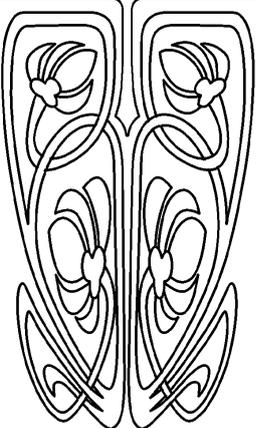
**Аннотация.** Исследуется нелинейная фаза развития неустойчивости Паркера крупномасштабных колебаний магнитных полей на различных глубинах конвективной зоны Солнца вплоть до стадии насыщения. Расчетным путем обнаружена реализация квазилинейных колебаний всплывающих магнитных полей вблизи фотосферного уровня, генерирующих устойчивый поток слабых ударных волн в нижних слоях атмосферы Солнца. Показано, что развитие неустойчивости Паркера в низкочастотной части спектра глобальных колебаний магнитных полей обеспечивает стабильную, сферически симметричную структуру аномального прогрева атмосферы в эпоху минимума цикла солнечной активности. С увеличением частоты глобальных осцилляций магнитных полей на стадии роста активности цикла структура аномального прогрева становится пространственно неоднородной – лучевой. Число лучей аномального прогрева со временем развития цикла активности растет и в эпоху максимума активности переходит в пространственно однородную структуру аномального прогрева атмосферы в согласии с наблюдательными данными.

**Ключевые слова:** солнечная атмосфера, аномальный прогрев, тонкая магнитная трубка, нелинейная фаза развития неустойчивости Паркера, квазигармонические колебания магнитного поля

**Благодарности:** Авторы благодарят академика РАН С. В. Алексеенко за обсуждение материалов работы.



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





**Для цитирования:** Степанов Е. А., Майоров А. О., Романов К. В., Романов Д. В., Романов В. А. Математическое моделирование физического механизма генерации волнового потока на фотосферном уровне на различных стадиях цикла солнечной активности // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2022. Т. 22, вып. 2. С. 100–110. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2022-22-2-100-110>  
Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution 4.0 International (CC-BY 4.0)

Article

## Mathematical modeling of the physical mechanism of wave flux generation at the photospheric level for different stages of the solar activity cycle

E. A. Stepanov<sup>1</sup>, A. O. Mayorov<sup>1</sup>, K. V. Romanov<sup>2</sup>, D. V. Romanov<sup>2</sup>, V. A. Romanov<sup>1</sup>✉

<sup>1</sup>Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia

<sup>2</sup>Krasnoyarsk State Pedagogical University, 89 Ada Lebedeva St., Krasnoyarsk 660049, Russia

Evgeniy A. Stepanov<sup>1</sup>, [ev\\_stepanof@yandex.ru](mailto:ev_stepanof@yandex.ru), <https://orcid.org/0000-0002-2050-2724>

Alexander O. Mayorov<sup>1</sup>, [maiorovaleks94@gmail.com](mailto:maiorovaleks94@gmail.com), <https://orcid.org/0000-0002-8241-1916>

Konstantin V. Romanov<sup>2</sup>, [k-v-romanov@ya.ru](mailto:k-v-romanov@ya.ru), <https://orcid.org/0000-0001-7320-2517>

Dmitriy V. Romanov<sup>2</sup>, [d-v-romanov@ya.ru](mailto:d-v-romanov@ya.ru), <https://orcid.org/0000-0002-4982-5973>

Valeriy A. Romanov<sup>1</sup>✉, [valeriy.a.romanov@yandex.ru](mailto:valeriy.a.romanov@yandex.ru), <https://orcid.org/0000-0001-9876-0822>

**Abstract. Background and Objectives:** The nonlinear phase of the development of Parker's instability of large-scale oscillations of magnetic fields at various depths of the convective zone of the Sun up to the stage of saturation is investigated. **Materials and Methods:** Based on the conservative difference scheme, an algorithm for calculating the dynamics of a thin magnetic tube when moving in the convective zone and the solar atmosphere is presented. The equilibrium conditions of the position of the magnetic tube at various depths of the convective zone are determined. The types of linear oscillations of the tube near the equilibrium position are defined: fast (Alfvén) and slow (varicose) waves. **Results:** The calculation has revealed the realization of quasilinear oscillations of emerging magnetic fields near the photospheric level, generating a steady stream of weak shock waves in the lower layers of the solar atmosphere. It has been shown that the development of Parker's instability in the low-frequency part of the spectrum of global oscillations of magnetic fields provides a stable, spherically symmetric structure of anomalous heating in the era of the minimum solar activity cycle. With an increase in the frequency of global oscillations of magnetic fields at the stage of growth of the cycle activity, the structure of anomalous heating becomes spatially inhomogeneous – radiation. **Conclusion:** The number of rays of anomalous heating with the development of the activity cycle monotonously increases and, in the era of maximum activity, passes into a spatially uniform structure of anomalous heating of the atmosphere in accordance with the observed data.

**Keywords:** solar atmosphere, anomalous heating, thin magnetic tube, nonlinear phase of the development of Parker instability, quasi-harmonic oscillations of the magnetic field

**Acknowledgements:** The authors thank Academician of the Russian Academy of Sciences Sergey V. Alekseenko for discussing the materials of the work.

**For citation:** Stepanov E. A., Mayorov A. O., Romanov K. V., Romanov D. V., Romanov V. A. Mathematical modeling of the physical mechanism of wave flux generation at the photospheric level for different stages of the solar activity cycle. *Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2022, vol. 22, iss. 2, pp. 100–110 (in Russian). <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2022-22-2-100-110>

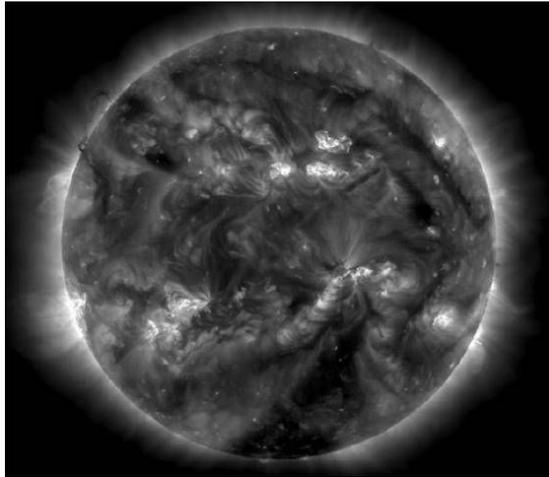
This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution 4.0 International License (CC0-BY 4.0)

## Введение

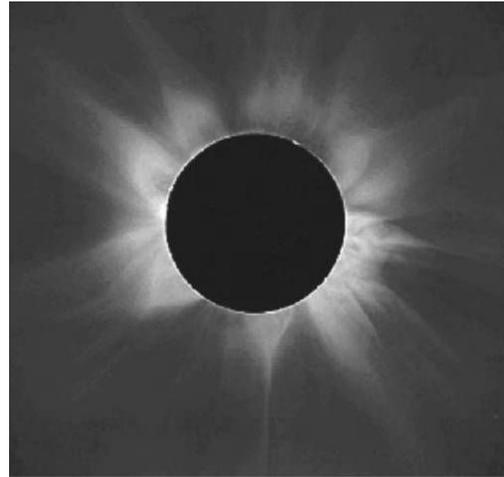
На различных стадиях цикла активности солнечная атмосфера в значительной степени является нестационарным и неоднородным по своей структуре объектом [1]. В эпоху минимума цикла активности структура аномального прогрева характеризуется устойчивостью в течение длительного периода времени, пространственной однородностью прогрева вдоль солнечной поверхности, сферической симметрией (рис. 1, а [2]). На стадии роста активности цикла структура аномального прогрева кардинально меняется: реализуется неоднородная лучевая структура прогрева, с изменением мощности волнового потока со временем развития цикла (рис. 1, б [2]).

Современные наблюдательные данные позволяют измерять мощность волнового потока на фотосферном уровне на различных фазах цикла активности [2, 5]. Прямые измерения обнаруживают увеличение мощности волнового потока от значений  $10^4$  Вт/м<sup>2</sup> на фотосферном уровне в эпоху минимума активности до значений  $10^6$  Вт/м<sup>2</sup> при выходе на максимум солнечной активности [1, 2]. Корректно разработанный механизм генерации волнового потока в нижних слоях солнечной атмосферы должен объяснять реализацию всех режимов генерации волнового потока на различных фазах цикла солнечной активности.

По наблюдательным данным с высоким пространственным разрешением структура крупно-



a/a



б/б

Рис. 1. Структура аномального прогрева солнечной атмосферы в эпоху минимума солнечной активности (а); изменения структуры солнечной атмосферы на стадии роста активности цикла (б) [2]

Fig. 1. Structure of anomalous heating of the solar atmosphere in the era of minimum solar activity (a); changes in the structure of the solar atmosphere at the stage of increasing the cycle activity (b) [2]

масштабных магнитных полей на Солнце не является векторным полем с непрерывно изменяющимися физическими параметрами, а представляет собой множество сгруппированных тонких магнитных трубок с полями высокой напряжённости, расположенных в практически немагнитной плазме [6, 7]. В работах [8, 9, 10] исследована устойчивость равновесных положений тонкой магнитной трубки на различных глубинах конвективной зоны. Вблизи положения равновесия реализуются два типа линейных колебаний: быстрые альфвеновские волны и медленные (варикозные) волны (рис. 2, 3 [9, 11]). В медленной волне вещество смещается вдоль трубки и образуются области сгущения и разрежения газа внутри трубки.

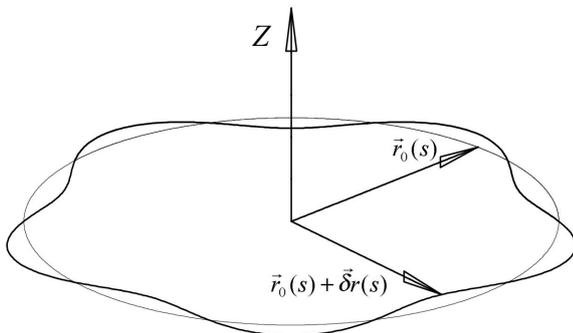


Рис. 2. Форма трубки для волнового числа  $m = 5$ ,  $\vec{r}(s) = \vec{r}_0(s) + \delta\vec{r}(s)$  [9, 11]

Fig. 2. Tube shape for wave number  $m = 5$ ,  $\vec{r}(s) = \vec{r}_0(s) + \delta\vec{r}(s)$  [9, 11]

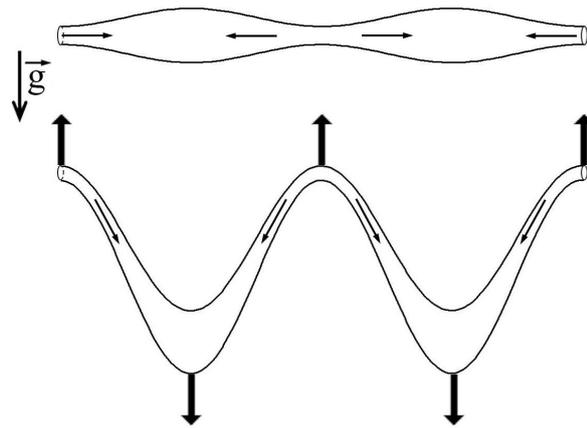


Рис. 3. Потеря устойчивости равновесного положения магнитной трубки. Начальная фаза развития неустойчивости Паркера [12]

Fig. 3. Loss of stability of the equilibrium position of the magnetic tube. The initial phase of the development of Parker's instability [12]

В поле тяжести Солнца при достаточно малых напряжённости магнитного поля области сгущения плазмы начинают тонуть (рис. 3 [12]). При этом легкие участки остаются наверху. Газ из этих участков стекает вниз под действием силы тяжести. Тяжелые участки становятся ещё тяжелее, а лёгкие участки, теряя массу, под действием выталкивающей силы Архимеда с ускорением всплывают вверх к фотосферному уровню и далее в атмосферу Солнца, генерируя перед собой слабую ударную волну.

Так реализуется неустойчивость Паркера для крупномасштабных колебаний магнитных по-



лей на различных глубинах конвективной зоны [13, 14].

В настоящей работе на базе пакета прикладных программ по расчёту динамики тонкой магнитной трубки [10] исследуется нелинейная фаза развития неустойчивости Паркера вплоть до стадии насыщения. Расчёты обнаруживают реализацию квазилинейных крупномасштабных колебаний всплывающих магнитных полей вблизи фотосферного уровня. Определяются физические параметры, обеспечивающие различные режимы генерации волнового потока в нижних слоях атмосферы Солнца и соответствующую перестройку структуры аномального прогресса солнечной атмосферы [1, 15].

### 1. Математическая постановка задачи. Нелинейная фаза развития неустойчивости Паркера. Начальные условия задачи

В начальный момент времени трубка находится в равновесном положении на выбранной глубине конвективной зоны в экваториальной плоскости Солнца (см. рис. 2). Исследуются стоячие волны. Число длин волн, укладываемых по периметру трубки, называется волновым числом  $m$  [9]. На рис. 2 волновое число  $m = 5$ . Исследуются медленные (варикозные) моды колебаний (см. рис. 3). Для выбранной глубины погружения магнитной трубки и выбранной длины волны колебаний существует минимальное значение напряжённости магнитного поля в трубке ( $H_{cr}$ ), ниже которого участки сгущения плазмы под действием силы тяжести начинают проваливаться вниз и развивается неустойчивость Паркера [9, 10].

Уравнение движения магнитной трубки

$$\rho_i \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{H \cdot \sigma \cdot \rho_i}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{\partial(H \cdot \vec{\ell})}{\partial s} + (\rho_i - \rho_e) \cdot \vec{g} \quad (1)$$

содержит две силы: силу Архимеда [8],

$$\vec{F}_{Ar} = (\rho_i - \rho_e) \cdot \vec{g}, \quad (2)$$

и силу натяжения магнитных силовых линий [11],

$$\vec{F}_H = \frac{H \cdot \sigma \cdot \rho_i}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{\partial}{\partial s}(H \cdot \vec{\ell}). \quad (3)$$

В начальном положении равновесия выталкивающая сила Архимеда ( $\rho_i < \rho_e$ ) уравновешивается силой натяжения магнитных силовых линий. Исследуется нелинейная фаза развития неустойчивости Паркера вплоть до стадии насыщения. Работу силы Архимеда (2) и силы натяжения магнитных силовых линий (3) лучше рассмотреть на конкретном примере. На рис. 4 представлены результаты расчёта нелинейной фазы развития неустойчивости Паркера для магнитной трубки с начальными параметрами  $m = 4$ ,  $H_0 = 2 \cdot 10^6$  Гс. Такая напряжённость магнитного поля по данным внутреннего строения Солнца из работы [16] является критической для глубин  $h = -188\,000$  км ниже фотосферного уровня.

Численные расчёты на стадии насыщения неустойчивости Паркера обнаруживают замечательное явление: реализацию квазигармонических колебаний верхней части всплывающей арочной магнитной структуры в верхних слоях конвективной зоны вблизи фотосферного уровня. Установление устойчивого колебательного процесса реализуется в два этапа:

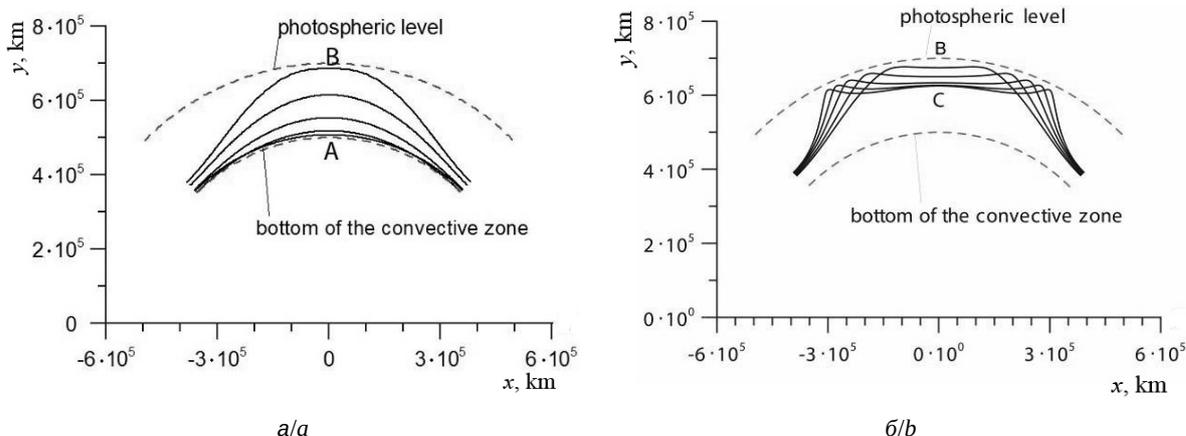


Рис. 4. Всплывание магнитной трубки к фотосферному уровню до полного торможения (а), стадия первого опускания (б)  
 Fig. 4. Surfacing of the magnetic tube to the photospheric level until complete deceleration (a), stage of the first lowering (b)



- 1) полное развёртывание арочной структуры магнитного поля до стадии полного торможения в верхних слоях конвективной зоны (см. рис. 4, а); всплывающая в режиме конвективной неустойчивости арочная структура из-за натяжения магнитных силовых линий тормозится ниже фотосферного уровня;
- 2) вторая стадия – опускание верхней части арочной структуры до нижней точки полного торможения (см. рис. 4, б).

Колебательный процесс полностью формируется на стадии первого опускания верхней части арочной структуры (см. рис. 4, б) из-за необратимости воздействия силы натяжения магнитного поля. Архимедова составляющая ускорения строго обратима по времени процесса и по глубине трубки в конвективной зоне, а вот составляющая ускорения натяжения магнитного поля при опускании трубки меняет знак – магнитное поле выпукло вниз (см. рис. 4, б). Сила Архимеда и сила натяжения магнитного поля действуют разнонаправленно. В результате трубка не может вернуться в исходное положение равновесия и начинает совершать квазигармонические колебания вблизи фотосферного уровня с дозвуковыми скоростями (рис. 5).

Связь глобальных колебаний магнитного поля с классической механикой можно исследовать более детально. Сила Архимеда зависит только от глубины расположения трубки в конвектив-

ной зоне ниже фотосферного уровня – это потенциальная сила [17]. Сила натяжения магнитных силовых линий также зависит только от расположения трубки в конвективной зоне и также является потенциальной. Эти обстоятельства позволяют ввести для исследуемого колебательного процесса удельную потенциальную энергию единицы массы газа в трубке:

$$dU = -\vec{a} \cdot d\vec{r}, \quad (4)$$

где  $\vec{a}$  – результирующее ускорение элемента трубки.

На рис. 6 представлены результаты расчёта удельной потенциальной энергии для верхней точки арочной магнитной структуры в исследуемом режиме колебаний. На стадии первого опускания *BC* (см. рис. 4, б) и второго подъёма *CD* (см. рис. 6) потенциальная яма полностью сформирована, и далее реализуется устойчивый колебательный процесс (см. рис. 5). Колебания трубки стабильно генерируют слабые акустические волны, распространяющиеся через фотосферный уровень в солнечную атмосферу. При распространении в стратифицированной атмосфере амплитуда звуковых волн нелинейно растёт до стадии опрокидывания и далее реализуется поток слабых ударных волн, прогревающих атмосферу [12]. Квазигармонические колебания верхней части арочной магнитной структуры обеспечивают устойчивый волновой поток в нижних слоях атмосферы Солнца.

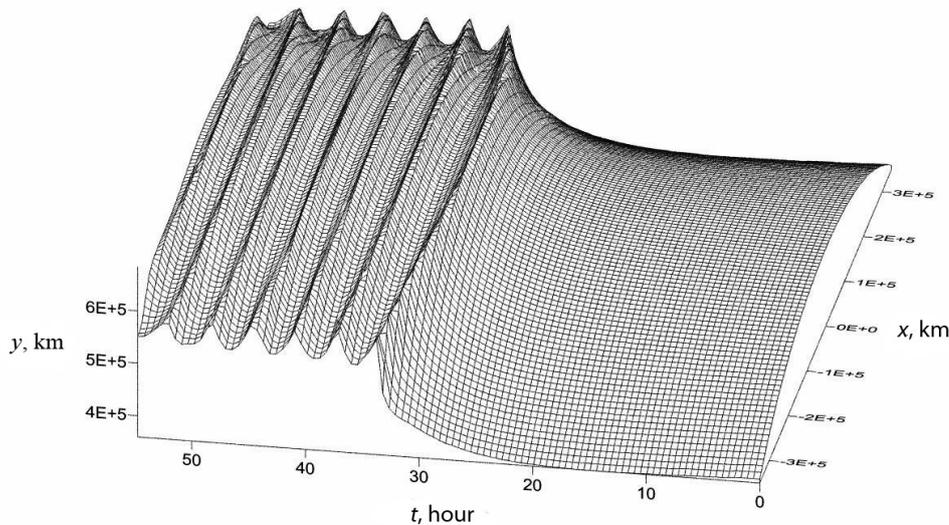


Рис. 5. Квазигармонические колебания верхней части арочной структуры магнитного поля вблизи фотосферного уровня

Fig. 5. Quasi-harmonic oscillations of the upper part of the arch structure of the magnetic field near the photospheric level

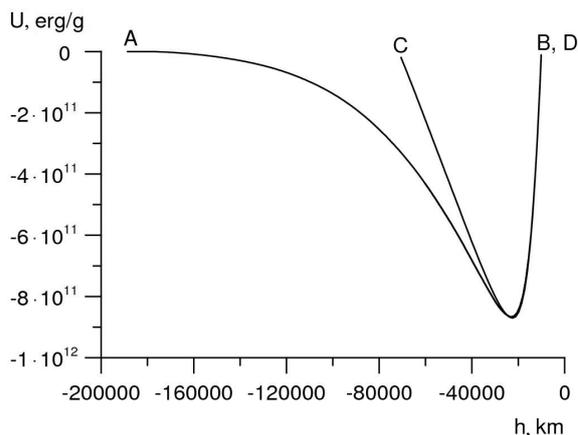


Рис. 6. Распределение удельной потенциальной энергии от глубины

Fig. 6. Distribution of the specific potential energy versus the depth

## 2. Аномальный прогрев солнечной атмосферы в эпоху минимума активности цикла

В эпоху минимума активности цикла корона имеет устойчивую симметричную структуру аномального прогрева (см. рис. 1, а). Сложность задачи заключается в объяснении устойчивости и однородности структуры аномального прогрева солнечной атмосферы в течение длительного времени по циклу активности (около 6 лет из стандартных 11 [1, 2]).

Исследуем детально генерацию волнового потока слабых ударных волн на фотосферном уровне в данный промежуток времени. Развитие нелинейной фазы неустойчивости Паркера (см. рис. 4) позволяет выделить основные физические параметры колебаний магнитного поля, определяющие генерацию слабых ударных волн на фотосферном уровне.

1. Глубина срыва (развития неустойчивости Паркера в равновесном положении) магнитного поля

2. Глубина полного торможения (верхняя поворотная точка колебаний) всплывающего магнитного поля. В этом положении трубка сбрасывает сгенерированную акустическую волну и возвращается в исходное положение. Сгенерированная акустическая волна начинает самостоятельное движение к фотосферному уровню.

3. Величина максимальной скорости подъёма трубки, выраженная в единицах местной скорости звука (в числах Маха [17]). Этот параметр определяет мощность сгенерированной акустической волны и, как следствие, мощность сгенерированной ударной волны.

4. Глубина конвективной зоны достижения максимальной скорости подъёма трубки в числах Маха. Этот параметр определяет длину разгона акустической волны и её перехода в ударную волну по отношению к фотосферному уровню.

Необходимо сделать следующее замечание. В конвективной зоне Солнца скорость звука при приближении к фотосферному уровню нелинейно уменьшается. Абсолютное максимальное значение скорости подъёма трубки и максимальное значение скорости в числах Маха не совпадают и достигаются на различных глубинах конвективной зоны.

На рис. 7 представлены распределения выделенных параметров в зависимости от начальной напряжённости магнитного поля в трубке для младших гармоник ( $1 \leq m \leq 4$ ). Расчётный диапазон изменения напряжённости составляет  $0-2 \cdot 10^6$  Гс. Параметр  $\beta$  определяет отношение давления магнитного поля в трубке к внешнему давлению:

$$\beta = \frac{H^2}{8 \cdot \pi \cdot p_e(r)}. \quad (5)$$

Для всех расчётных режимов  $\beta \leq 10^{-3}$ : давление магнитного поля в трубке много меньше давления окружающего газа.

Главной замечательной особенностью представленных распределений является неизменность глубины начального срыва магнитного поля ( $h_{cr}$ ), глубин достижения максимальной скорости подъёма ( $h_{Vmax}$ ), максимальной скорости подъёма в числах Маха ( $h_{Vmax(M)}$ ), глубины полного торможения магнитной трубки ( $h_{min}$ ) от начальной напряжённости магнитного поля. Для младших гармоник ( $1 \leq m \leq 4$ ), по данным внутреннего строения Солнца из работы [16], с высокой точностью

$$h_{cr} = -189700 \text{ км}, \quad h_{Vmax} = -23600 \text{ км},$$

$$h_{min} = -11800 \text{ км}, \quad h_{Vmax(M)} = -18500 \text{ км}.$$

Значения выделенных параметров определяются только внутренним строением конвективной зоны Солнца.

На рис. 8 представлены распределения максимальной скорости подъёма, выраженные в числах Маха,  $V_{max(M)}$  в зависимости от напряжённости магнитного поля для волновых чисел  $m = 1-4$ . С ростом напряжённости поля скорость подъёма трубки слабо растёт. Но для исследуемого диапазона  $0 \leq H \leq 2 \cdot 10^6$  Гс изменение небольшое. Среднее значение максимальной скорости подъёма порядка 10 км/с. Режимы всплывания трубки существенно дозвуковые (числа Маха  $M \approx 0.2$ ).

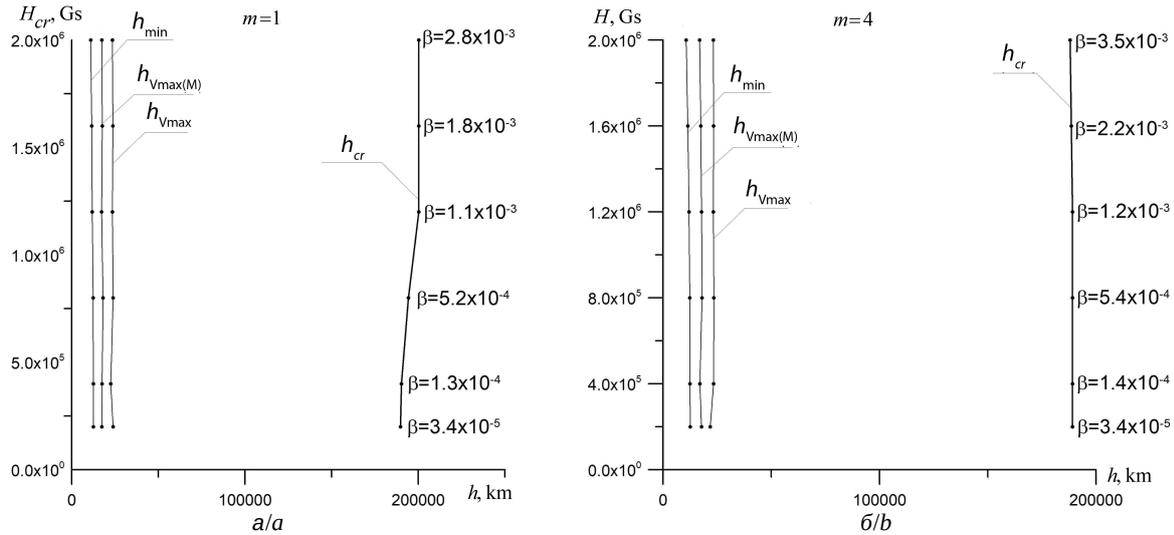


Рис. 7. Глубина торможения ( $h_{\min}$ ), глубина максимальной скорости подъёма ( $h_{V_{\max}}$ ), глубина максимальной скорости подъёма в числах Маха ( $h_{V_{\max}(M)}$ ), глубина потери устойчивости трубки ( $h_{cr}$ ) в зависимости от напряжённости магнитного поля  $H_{cr}$  (Gs) при  $m = 1$  (а),  $m = 4$  (б)

Fig. 7. Depth of braking ( $h_{\min}$ ), depth of maximum lifting speed ( $h_{V_{\max}}$ ), depth of maximum lifting speed in Mach numbers ( $h_{V_{\max}(M)}$ ), depth of tube stability loss ( $h_{cr}$ ) depending on the magnetic field strength  $H_{cr}$  (Gs) at  $m = 1$  (a),  $m = 4$  (b)

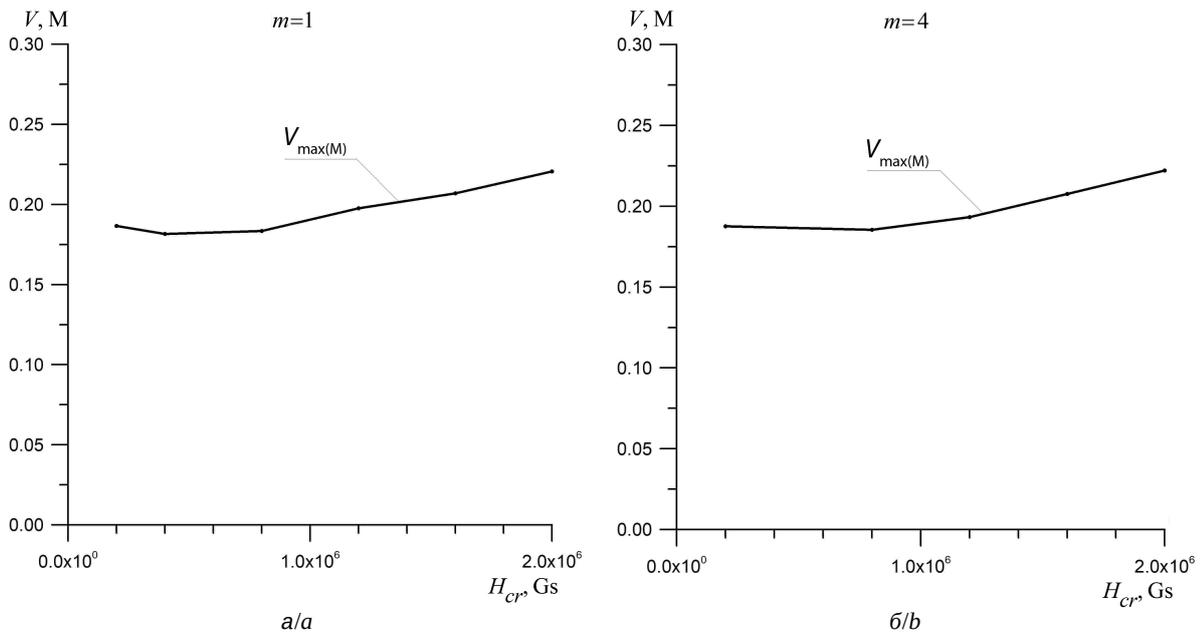


Рис. 8. Максимальная скорость подъёма  $V_{\max(M)}$  в числах Маха в зависимости от  $H_{cr}$  при  $m = 1$  (а),  $m = 4$  (б)

Fig. 8. Maximum lifting speed  $V_{\max(M)}$  in Mach numbers depending on  $H_{cr}$  at  $m = 1$  (a),  $m = 4$  (b)

Это второй фактор, обеспечивающий стабильность режима разогрева солнечной хромосферы слабыми ударными волнами [18].

Суммируя полученные результаты, можно сделать вывод: развитие неустойчивости Паркера в спектральном диапазоне  $1 \leq m \leq 4$  генерирует устойчивый поток слабых ударных волн со стабильными газодинамическими характеристиками. Механизм устойчивого разогрева

хромосферы в эпоху минимума активности цикла определен.

### 3. Аномальный прогрев солнечной атмосферы в эпоху роста активности цикла

На стадии роста активности цикла с выходом на максимум структура солнечной атмосферы резко меняется (см. рис. 1, б [2]). Она становится пространственно неоднородной и существенно



нестационарной. На фотосферном уровне регистрируется резкое увеличение мощности волнового потока [2, 19].

Главной причиной, обуславливающей глобальную перестройку солнечной атмосферы в этих условиях, является изменение режима генерации ударных волн на фотосферном уровне при развитии неустойчивости Паркера в спектральном диапазоне с волновым числом  $m \geq 5$ .

На рис. 9 представлены распределения глубины полного торможения магнитной трубки ( $h_{\min}$ ), глубины достижения максимальной скорости подъёма в числах Маха ( $h_{V_{\max}(M)}$ ), глубины потери устойчивости магнитного поля ( $h_{cr}$ ), глубин достижения максимальной скорости подъёма ( $h_{V_{\max}}$ ) в зависимости от начальной напряжённости магнитного поля  $H_{cr}$  для волновых чисел  $m = 5-8$ . Главное отличие от диапазона  $1 \leq m \leq 4$  заключается в том, что с ростом  $H_{cr}$  глубина потери устойчивости магнитного поля сдвигается от дна в средние слои конвективной зоны.

При  $m = 8$  сильные магнитные поля сбрасываются в атмосферу из средних слоёв конвективной зоны с глубины порядка  $10^5$  км от фотосферного уровня. Физическое объяснение данного явления очевидно: с уменьшением длины волны устойчивость варикозных мод колебаний трубки к воздействию гравитации нелинейно растёт, и сильные магнитные поля способны проникать в средние слои конвективной зоны, где реали-

зуются высокие скорости конвективных течений газа и велики градиенты распределения термодинамических параметров по глубине.

Принципиально важно, что при значительном уменьшении глубины сброса магнитного поля сохраняются стабильными глубины полного торможения трубки и глубины достижения максимальной скорости подъёма в зависимости от начальной напряжённости магнитного поля  $H_{cr}$ . Для всего расчётного диапазона верхние поворотные точки колебаний магнитного поля расположены ниже фотосферного уровня: в процессе нелинейных колебаний магнитные поля в солнечную атмосферу через фотосферный уровень не проникают и вносят свой вклад в генерацию волнового потока на фотосферном уровне.

Главное изменение происходит с максимальными скоростями подъёма магнитного поля (рис. 10). В спектральном диапазоне  $5 \leq m \leq 8$  при малых значениях напряжённости магнитного поля трубки сбрасываются с нижних слоёв конвективной зоны. В этой ситуации рост напряжённости поля приводит к росту силы натяжения магнитных силовых линий и уменьшению максимальной скорости подъёма.

При дальнейшем увеличении напряжённости реализуется выход сильных магнитных полей в средние слои конвективной зоны в зону высоких градиентов термодинамических параметров окружающего газа. Максимальные скорости

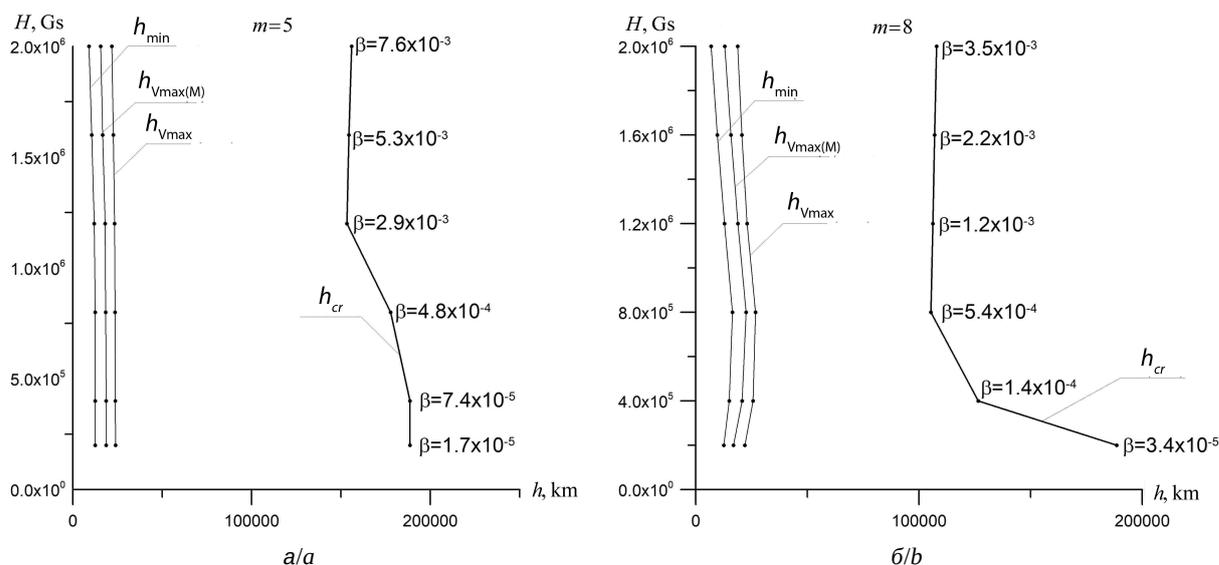


Рис. 9. Глубина торможения ( $h_{\min}$ ), глубина максимальной скорости подъёма ( $h_{V_{\max}}$ ), глубина максимальной скорости подъёма в числах Маха ( $h_{V_{\max}(M)}$ ), глубина потери устойчивости трубки ( $h_{cr}$ ) в зависимости от напряжённости магнитного поля  $H_{cr}$  (Gs) при  $m = 5$  (а),  $m = 8$  (б)

Fig. 9. Depth of braking ( $h_{\min}$ ), depth of maximum lifting speed ( $h_{V_{\max}}$ ), depth of maximum lifting speed in Mach numbers ( $h_{V_{\max}(M)}$ ), depth of tube stability loss ( $h_{cr}$ ) depending on the magnetic field strength  $H_{cr}$  (Gs) at  $m = 5$  (a),  $m = 8$  (b)

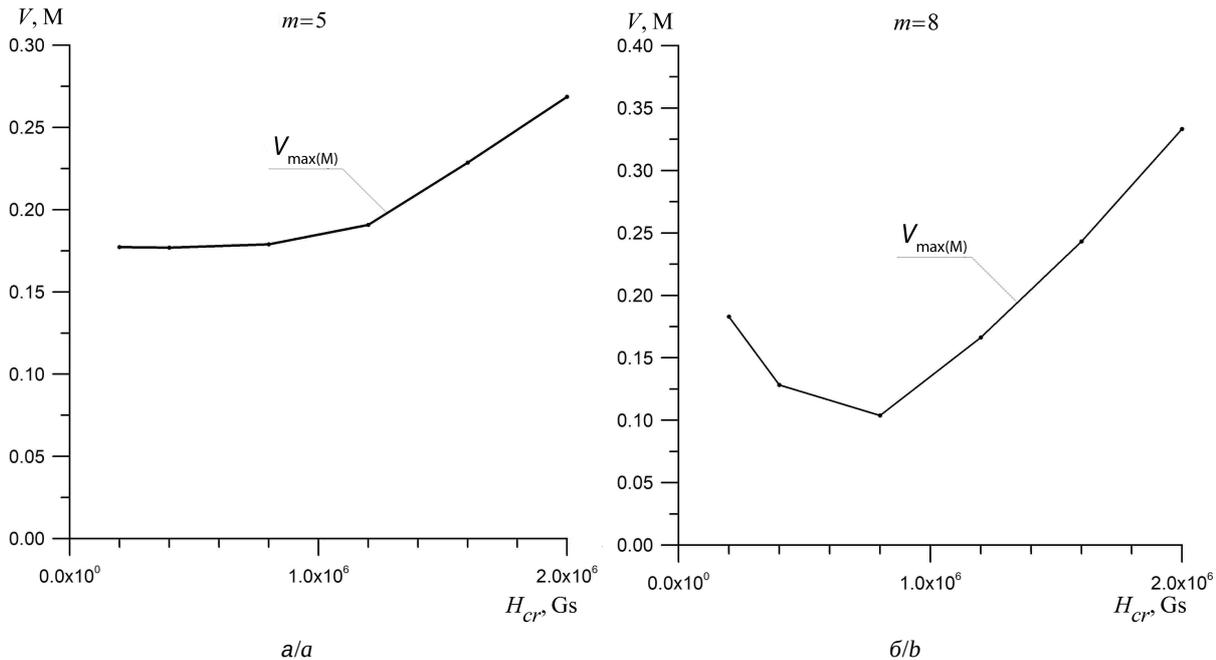


Рис. 10. Максимальная скорость подъёма  $V_{\max(M)}$  в числах Маха в зависимости от  $H_{cr}$  при  $m = 5$  (а),  $m = 8$  (б)  
Fig. 10. Maximum lifting speed  $V_{\max(M)}$  in Mach numbers depending on  $H_{cr}$  at  $m = 5$  (a),  $m = 8$  (b)

подъёма с ростом напряжённости поля  $H_{cr}$  нелинейно растут, достигая значений 18 км/с и чисел Маха порядка 0.4 (см. рис. 10). Как следствие, амплитуды генерируемых ударных волн резко нарастают. Мощность волнового потока на фотосферном уровне также нелинейно растёт в соответствии с наблюдательными данными [2, 19].

### Заключение

Основной проблемой объяснения феномена аномального прогрева солнечной атмосферы в эпоху минимума цикла солнечной активности является реализация однородной сферически симметричной структуры профиля температуры вдоль солнечной поверхности в течение длительного периода времени (см. рис. 1, а [2]). Результаты настоящей работы позволяют объяснить этот феномен следующим образом. Магнитные поля с малыми значениями напряжённости стабильно поступают в нижние слои конвективной зоны из зоны лучистого переноса. Глубина развития неустойчивости Паркера для младших гармоник ( $1 \leq m \leq 4$ ) от напряжённости магнитного поля практически не зависит (см. рис. 7). Физические параметры генерации акустических волн от частоты колебаний и напряжённости поля также практически не зависят (см. рис. 8). Сброс магнитных полей при развитии неустойчивости

Паркера в спектральном диапазоне  $1 \leq m \leq 4$  реализуется для больших длин волн ( $\lambda > 10^6$  км), что обеспечивает стабильный прогрев хромосферы Солнца с высотой степенью однородности вдоль солнечной поверхности в эпоху минимума активности цикла. Поскольку всплывающими магнитными полями генерируются слабые ударные волны (см. рис. 8), мощность аномального прогрева небольшая, размеры аномально прогретой солнечной хромосферы также невелики (см. рис. 1, а).

В эпоху роста активности цикла сильные магнитные поля с высокими значениями напряжённости проникают в средние слои конвективной зоны (см. рис. 9). Принципиально важно, что глубины потери устойчивости магнитных полей для различных гармоник различны, в отличие от низкочастотной части спектра ( $1 \leq m \leq 4$ ), где глубины развития неустойчивости Паркера совпадают для всех гармоник (см. рис. 7). При подъёме магнитных полей в средние слои конвективной зоны на различных глубинах появляются доминирующие гармоники, вносящие главный вклад в структуру аномального прогрева. Этим обстоятельством объясняется феномен реализации структуры аномального прогрева солнечной атмосферы, близкой к лучевой, в эпоху роста активности цикла (см. рис. 1, б). При подсчёте числа лучей нужно учитывать то обстоятельство, что генерация ударных волн реализуется



стоячими волнами колебаний магнитного поля (см. рис. 2). Следовательно, число лучей равно удвоенному волновому числу ( $2 \cdot m$ ). К примеру, на рис. 1, б реализуется примерно 10 лучей аномального прогрева. Следовательно, доминирует гармоника  $m = 5$ , и сброс магнитного поля происходит с глубин, приведённых на рис. 9.

При дальнейшем подъёме магнитного поля (см. рис. 9) число лучей растёт. Лучевую структуру прогрева можно наблюдать только на стадии роста активности цикла. По изменению числа лучей можно следить за перестройкой глобальной структуры магнитного поля в конвективной зоне на различных фазах развития цикла активности. В эпоху максимума активности цикла количество лучей становится слишком большим, и лучи сливаются в пространственно однородную структуру аномального прогрева атмосферы [1].

Необходимо также сделать принципиальное замечание по анализу структур аномального прогрева солнечной атмосферы, представленных на рис. 1, а и рис. 1, б. В силу различий условий регистрации прямое сопоставление этих распределений затрудняется. Необходимы дальнейшие исследования по сопоставлению структуры аномального прогрева на различных фазах цикла активности в совпадающих условиях регистрации наблюдательными средствами.

Таким образом, в настоящей работе представлен альтернативный механизм генерации устойчивого волнового потока на фотосферном уровне, обеспечивающий стабильную однородную структуру аномального прогрева солнечной атмосферы в эпоху минимума активности цикла, а также близкую к лучевой структуру аномального прогрева атмосферы в эпоху роста активности цикла.

#### Список литературы

1. Зирин Г. Солнечная атмосфера. М. : Мир, 1969. 504 с.
2. Priest E. R. Magnetohydrodynamics of the Sun. Cambridge University Press, 2014. 582 p.
3. Kontogiannis I., Gontikakis C., Tsiropoula G., Tziotziou K. Probing the Quiet Solar Atmosphere from the Photosphere to the Corona // Sol. Phys. 2018. Vol. 293. P. 56. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1275-8>
4. Hamada A., Asikainen T., Mursula K. New Homogeneous Dataset of Solar EUV Synoptic Maps from SOHO/EIT and SDO/AIA // Sol. Phys. 2020. Vol. 295. P. 2. <https://doi.org/10.1007/s11207-019-1563-y>
5. Reeves E. M., Noyes R. W., Withbroe G. L. Observing Programs in Solar Physics during the 1973 ATM Skylab Program // Sol. Phys. 1972. Vol. 27. P. 251–270. <https://doi.org/10.1007/BF00153096>
6. McCauley P. I., Cairns I. H., White S. M., Mondal S., Lenc E., Morgan J., Oberoi D. The Low – Frequency Solar Corona in Circular Polarization // Sol. Phys. 2019. Vol. 294. P. 106. <https://doi.org/10.1007/s11207-019-1502-y>
7. Vásquez A. M., Frazin R. A., Vourlidis A., Ward B., Bart van der Holst, Russell A., Philippe L. Tomography of the Solar Corona with the Wide-Field Imager for the Parker Solar Probe // Sol. Phys. 2019. Vol. 294. P. 81. <https://doi.org/10.1007/s11207-019-1471-1>
8. Spruit H.C. Motion of magnetic flux tubes in the solar convection zone and chromosphere // Astron. Astrophys. 1981. Vol. 98. P. 155–160.
9. Романов Д. В. Математическое моделирование влияния многомерности на эволюцию магнитных полей и структуру аномального прогрева солнечной атмосферы : дис. ... канд. физ.-мат. наук. Красноярск, 2003. 128 с.
10. Степанов Е. А., Майоров А. О., Романов К. В., Романов Д. В., Романов В. А. Математическое моделирование развития неустойчивости Паркера крупномасштабных колебаний магнитных полей в конвективной зоне Солнца // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия : Физика. 2021. Т. 21, вып. 2. С. 106–115. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2021-21-2-106-115>
11. Романов К. В. Математическое моделирование физических процессов аномального прогрева солнечной атмосферы : дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 2002. 146 с.
12. Майоров А. О., Романов К. В., Романов Д. В., Романов В. А. Численное моделирование физического механизма аномального прогрева солнечной атмосферы // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия : Физика. 2020. Т. 20, вып. 1. С. 4–15. [https://doi.org/10.18500/1817-3020-20-1-4-15](https://doi.org/10.18500/1817-3020-2020-20-1-4-15)
13. Паркер Э. Н. Космические магнитные поля. Их формирование и проявления : в 2 т. М. : Мир, 1982. Т. 1. 608 с. ; Т. 2. 408 с.
14. Parker E. N. Stellar fibril magnetic system. I. Reduced energy state // Astrophys. J. 1984. Vol. 283. P. 343–348.
15. Mariska J. T., Kjeldseth-Moe O. Book-Review – the Solar Transition Region // Sol. Phys. 1994. Vol. 149. P. 421. <https://doi.org/10.1023/A:1005138131541>
16. Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S. V., Anderson E. R., Antia H. M., Basu S., Baturin V. A., Berthomieu G., Chaboyer B., Chitre S. M., Cox A. N., Demarque P., Donatowicz J., Dziembowski W. A., Gabriel M., Gough D. O., Guenther D. B., Guzik J. A., Harvey J. W., Hill F., Houdek G., Iglesias C. A., Kosovichev A. G., Leibacher J. W., Morel P., Proffitt C. R., Provost J., Reiter J., Rhodes E. J. Jr., Rogers F. J., Roxburgh I. W., Thompson M. J., Ulrich R. K. The current state of Solar modeling // Science. 1996. Vol. 272. P. 1286.
17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М. : Наука, 1986. 736 с.
18. Piddington J. H. Solar magnetic fields and convection. VI. Basic properties of magnetic flux tubes // Astrophysics and Space Science. 1976. Vol. 45. P. 47–62.



19. Deubner Franz-Ludwig. On the Powerspectrum of the Photospheric Resonance Oscillations // *Sol. Phys.* 1972. Vol. 23. P. 304–306.

## References

1. Zirin G. *Solnechnaya atmosfera* [Solar Atmosphere]. Moscow, Mir Publ., 1969. 504 p. (in Russian).
2. Priest E. R. *Magnetohydrodynamics of the Sun*. Cambridge University Press, 2014. 582 p.
3. Kontogiannis I., Gontikakis C., Tsiropoula G., Tziotziou K. Probing the Quiet Solar Atmosphere from the Photosphere to the Corona. *Sol. Phys.*, 2018, vol. 293, pp. 56. <https://doi.org/10.1007/s11207-018-1275-8>
4. Hamada A., Asikainen T., Mursula K. New Homogeneous Dataset of Solar EUV Synoptic Maps from SOHO/EIT and SDO/AIA. *Sol. Phys.*, 2020, vol. 295, pp. 2. <https://doi.org/10.1007/s11207-019-1563-y>
5. Reeves E. M., Noyes R. W., Withbroe G. L. Observing Programs in Solar Physics during the 1973 ATM Skylab Program. *Sol. Phys.*, 1972, vol. 27, pp. 251–270. <https://doi.org/10.1007/BF00153096>
6. McCauley P. I., Cairns I. H., White S. M., Mondal S., Lenc E., Morgan J., Oberoi D. The Low – Frequency Solar Corona in Circular Polarization. *Sol. Phys.*, 2019, vol. 294, pp. 106. <https://doi.org/10.1007/s11207-019-1502-y>
7. Vásquez A. M., Frazin R. A., Vourlidis A., Ward B., Bart van der Holst, Russell A., Philippe L. Tomography of the Solar Corona with the Wide-Field Imager for the Parker Solar Probe. *Sol. Phys.*, 2019, vol. 294, pp. 81. <https://doi.org/10.1007/s11207-019-1471-1>
8. Spruit H. C. Motion of magnetic flux tubes in the solar convection zone and chromosphere. *Astron. Astrophys.*, 1981, vol. 98, pp. 155–160.
9. Romanov D. V. *Matematicheskoye modelirovaniye vliyaniya mnogomernosti na evolyutsiyu magnitnykh poley i strukturu anomal'nogo progrena solnechnoy atmosfery* [Mathematical Modeling of the Influence of Multidimensionality on the Evolution of Magnetic Fields and the Structure of Anomalous Heating of the Solar Atmosphere]. Thesis Diss. Cand. Sci. (Phys.). Krasnoyarsk, 2003. 128 p. (in Russian).
10. Stepanov E. A., Mayorov A. O., Romanov K. V., Romanov D. V., Romanov V. A. Mathematical modeling of the Parker's instability development of large-scale vibrations of magnetic fields in the sun convective zone. *Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2021, vol. 21, iss. 2, pp. 106–115 (in Russian). <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2021-21-2-106-115>
11. Romanov K. V. *Matematicheskoye modelirovaniye fizicheskikh protsessov anomal'nogo progrena solnechnoy atmosfery* [Mathematical Modeling of the Physical Processes of Anomalous Heating of the Solar Atmosphere]. Thesis Diss. Cand. Sci. (Phys.). Novosibirsk, 2003. 145 p. (in Russian).
12. Mayorov A. O., Romanov V. A., Romanov K. V., Romanov D. V. Numerical Modeling of the Physical Mechanism of Anomalous Heating of the Solar Atmosphere. *Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2020, vol. 20, iss. 1, pp. 4–15 (in Russian). <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2020-20-1-4-15>
13. Parker E. M. *Kosmicheskiye magnitnyye polya. Ikh obrazovaniye i proyavleniya* [Cosmic Magnetic Fields. Their Formation and Manifestations]. Moscow, Mir Publ., 1982. Vol. 1, 608 p. ; Vol. 2, 408 p. (in Russian).
14. Parker E. N. Stellar fibril magnetic system. I. Reduced energy state. *Astrophys. J.*, 1984, vol. 283, pp. 343–348.
15. Mariska J. T., Kjeldseth-Moe O. Book-Review – the Solar Transition Region. *Sol. Phys.*, 1994, vol. 149, pp. 421. <https://doi.org/10.1023/A:1005138131541>
16. Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S. V., Anderson E. R., Antia H. M., Basu S., Baturin V. A., Berthomieu G., Chaboyer B., Chitre S. M., Cox A. N., Demarque P., Donatowicz J., Dziembowski W. A., Gabriel M., Gough D. O., Guenther D. B., Guzik J. A., Harvey J. W., Hill F., Houdek G., Iglesias C. A., Kosovichev A. G., Leibacher J. W., Morel P., Proffitt C. R., Provost J., Reiter J., Rhodes E. J. Jr., Rogers F. J., Roxburgh I. W., Thompson M. J., Ulrich R. K. The current state of Solar modeling. *Science*, 1996, vol. 272, pp. 1286.
17. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Gidrodinamika* [Hydrodynamic]. Moscow, Nauka Publ., 1986. 736 p. (in Russian).
18. Piddington J. H. Solar magnetic fields and convection. VI. Basic properties of magnetic flux tubes. *Astrophysics and Space Science*, 1976, vol. 45, pp. 47–62.
19. Deubner Franz-Ludwig. On the Powerspectrum of the Photospheric Resonance Oscillations. *Sol. Phys.*, 1972, vol. 23, pp. 304–306. <https://doi.org/10.1007/BF00148095>

Поступила в редакцию 13.02.2022; одобрена после рецензирования 08.03.2022; принята к публикации 24.03.2022  
The article was submitted 13.02.2022; approved after reviewing 08.03.2022; accepted for publication 24.03.2022