



XXI КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ
**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ
КОСМИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ**

10–12 апреля 2024 года

ИКИ РАН, Москва

СБОРНИК ТРУДОВ

Под редакцией
А. М. Садовского

Серия «МЕХАНИКА, УПРАВЛЕНИЕ И ИНФОРМАТИКА»

МОСКВА
ИКИ РАН
2024

**XXI Young Scientists Conference
“Fundamental and Applied Space Researches”****IKI, Moscow, 10–12 April 2024****Proceedings****Ed. A. M. Sadovski**

The XXI Young Scientists Conference “Fundamental and Applied Space Research” (<https://kmu.cosmos.ru>) dedicated to the Cosmonautics Day, took place at Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences on 10–12 April 2024. Students, postgraduates and young scientists as well as their senior colleagues participated in the conference, and more than 170 talks were presented. These Conference Proceedings contain selected articles prepared by speakers. The Proceedings are included in the Russian Science Citation Index library.

**XXI Конференция молодых учёных
«Фундаментальные и прикладные космические исследования»****ИКИ РАН, Москва, 10–12 апреля 2024 г.****Сборник трудов****Под ред. А. М. Садовского**

XXI Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (<https://kmu.cosmos.ru/>), посвящённая Дню космонавтики, была проведена в Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) 10–12 апреля 2024 г. В конференции принимали участие студенты, аспиранты и молодые учёные, а также их старшие коллеги. Всего было представлено более 170 докладов. Настоящий сборник трудов конференции содержит избранные статьи, подготовленные докладчиками. Сборник включён в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ).

Серия «МЕХАНИКА, УПРАВЛЕНИЕ И ИНФОРМАТИКА»

Мнение редакции не всегда совпадает с точкой зрения авторов статей.

Отдельные статьи даны в авторской редакции.

Качество иллюстраций соответствует предоставленному авторами материалу.

Электронная версия сборника размещена на сайтах ИКИ РАН <https://iki.cosmos.ru/research> и Российской научной электронной библиотеки <http://elibrary.ru/>.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В 2024 г. в начале апреля прошла очередная, уже XXI Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (<http://kmi.cosmos.ru>), посвящённая Дню космонавтики. В конференции можно было участвовать как очно, так и онлайн.

В этом году на конференции также проведена школьная секция, где были заслушаны работы детей 6–10-х классов. Всего на конференцию поступило 175 работ, из которых 21 доклад — от школьников. География участников включала в себя всю территорию России, а также Беларусь и Казахстан. Следует отметить, что конференция остаётся самым крупным научным мероприятием по космическим исследованиям среди молодёжи.

Одна из основных целей конференции — дать студентам, аспирантам и молодым учёным возможность отточить навыки публичного выступления перед большой аудиторией, а также принять участие в обсуждении научных результатов — как получить комментарии к своей работе, так и задать вопросы другим докладчикам.

В этом году конференция традиционно проводилась Советом молодых учёных и специалистов Института космических исследований РАН.

В конференции принимают участие студенты, аспиранты и молодые учёные (до 35 лет), чья деятельность связана с космосом и космическими исследованиями. Сборник трудов конференции молодых учёных содержит статьи, присланные участниками.

А. М. Садовский

НОВЫЕ МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ВЕНЕРЫ

Д. О. Аморим¹, Т. В. Гудкова²

¹ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Москва, Россия

² Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

На основе модели Земли PREM построены сотни моделей внутреннего строения Венеры, отличающихся радиусом и плотностью ядра, плотностью мантии, вязкостью и реологией. Мы варьируем радиус ядра в интервале от 2800 до 3600 км, а плотность в ядре и в мантии — на несколько процентов по отношению к модели Земли PREM. При расчёте приливных чисел Лява необходимо учесть неупругость, и для этого применяется реология Андраде. В наших предыдущих работах была проведена калибровка реологической модели Андраде на Земле, и в новых моделях Венеры мы используем именно те значения параметров реологии Андраде, которые наилучшим образом описывают приливную деформацию Земли. Показано, что у Венеры может быть внутреннее твёрдое ядро только в случае, если состав планеты сильно отличается от земного. Сравнение наблюдаемых значений момента инерции и приливного числа Лява k_2 с полученными модельными значениями позволяет заключить, что радиус ядра Венеры с большей вероятностью находится в интервале 3288 ± 167 км, а ядро полностью в жидком состоянии.

Ключевые слова: Венера, внутреннее строение, планетарная геофизика, реология Андраде, момент инерции, приливные числа Лява

ВВЕДЕНИЕ

Венеру когда-то называли планетой близнецом Земли в связи со сходством этих планет по массе и радиусу. Однако у Венеры обнаружен ряд особенностей, из-за которых планета лишилась такого звания, например, отсутствие собственного магнитного поля, отсутствие тектоники плит и присутствие плотной атмосферы вулканического происхождения (Smrekar et al., 2018). Все эти отличия между Землёй и Венерой тесно связаны с условиями и процессами в их недрах, и поэтому исследование внутреннего строения Венеры становится важной задачей планетарной геофизики.

В исследовании (Amorim, Gudkova, 2023) были построены десятки моделей внутреннего строения Венеры с составами близкими к земному. Числа Лява были вычислены при различных значениях вязкости мантии и параметров реологической модели Андраде. Для каждой модели был рассчитан момент инерции. Сравнение модельных и измеренных значений момента инерции и числа Лява k_2 (Konopliv, Yoder, 1996; Margot et al., 2021) даёт радиус ядра Венеры в диапазоне 3100–3500 км.

Одна из главных проблем при расчёте чисел Лява планет — это неопределённость в реологической модели. Модель Андраде активно применяется в задачах планетарной геофизики, так как она была экспериментально подтверждена для разных минералов (Efroimsky, 2012). Однако неизвестно, применима ли она при мантийных условиях (очень высокие давление и температура), и если применима, то неизвестны значения двух параметров, от которых она зависит и которые подходят для описания неупругости планетных недр. Неопределённость в значениях параметров вызывает значительный разброс в модельных значениях чисел Лява,

Аморим Даржилан Оливейра — студент магистратуры, amorim.dargilan@gmail.com

Гудкова Тамара Васильевна — главный научный сотрудник, доктор физико-математических наук, gudkova@ifz.ru

что, в свою очередь, препятствует более точному определению внутреннего строения Венеры (Amorim, Gudkova, 2023).

С целью разрешения этой проблемы в работе (Amorim, Gudkova, 2024) проведена «калибровка» реологической модели Андраде на Земле. Были определены значения параметров Андраде α и ζ , которые хорошо описывают неупругость и приливную деформацию Земли. Аналогичные значения параметров следует применять и в моделях внутреннего строения планет земной группы.

Данная работа представляется продолжением исследования (Amorim, Gudkova, 2023). Здесь разнообразие моделей заметно увеличено по сравнению с работой (Amorim, Gudkova, 2023), и применяется более точная реологическая модель на основе результатов из статьи (Amorim, Gudkova, 2024).

ЗЕМЛЕПОДОБНЫЕ МОДЕЛИ ВЕНЕРЫ

При построении моделей Венеры используются три наблюдаемых условия, которым все построенные модели должны удовлетворять точно: масса планеты (без атмосферы) $M_0 = 4,8673 \cdot 10^{24}$ кг (Saliby et al., 2023), средний радиус планеты $R = 6051,8$ км (Saliby et al., 2023) и атмосферное давление на поверхности $P_s = 9,3$ МПа (Steinberger et al., 2010).

Расчёт моделей внутреннего строения планет основан на использовании уравнения для массы и уравнения гидростатического равновесия:

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho(P), \quad \frac{dP}{dr} = -g(r)\rho(P) = -\frac{GM}{r^2} \rho(P), \quad (1)$$

где M — масса, заключённая внутри сферы радиусом r ; P — давление на расстоянии r от центра планеты; $g(r)$ — ускорение силы тяжести в зависимости от r ; G — гравитационная постоянная; $\rho(P)$ — уравнение состояния вещества в недрах планеты.

Граничные условия при решении уравнений (1) имеют вид:

$$M(R) = M_0, \quad M(0) = 0, \quad P(R) = P_s.$$

Система (1) содержит уравнение состояния вещества, которое неизвестно для недр Венеры. За основу наших моделей примем уравнение состояния Земли из модели PREM (*англ.* Preliminary reference Earth Model) (Dziewonski, Anderson, 1981). Варьировать плотность на Венере по отношению к плотности на Земле будем с помощью двух параметров: A и B . Уравнения состояния в мантии $\rho_m(P)$ и в ядре $\rho_c(P)$ Венеры определяются как

$$\rho_m(P) = A\rho_m^{\text{PREM}}(P), \quad \rho_c(P) = B\rho_c^{\text{PREM}}(P).$$

Модели с $A > 1$ соответствуют планете с мантией плотнее земной. Модели с $A < 1$ соответствуют планете с мантией легче земной. Аналогично в случае ядра для параметра B . Разность в уравнении состояния вещества на Венере по сравнению с Землёй может быть связана с отличиями в составе и температуре. Если, например, мантия Венеры легче земной, то это может указывать на состав, содержащий меньше железа, на более высокую температуру или на комбинацию этих двух факторов.

Помимо параметров A и B каждая из построенных моделей внутреннего строения Венеры зависит от значения радиуса ядра R_c . Все модельные планеты должны иметь одну и ту же массу, и поэтому нельзя независимо менять A , B и R_c . Для каждой комбинации двух значений из этих параметров третьё может принимать только одно конкретное значение. В качестве двух главных параметров примем R_c и B , а значение A выбираем таким, чтобы масса модельной планеты совпадала с M_0 .

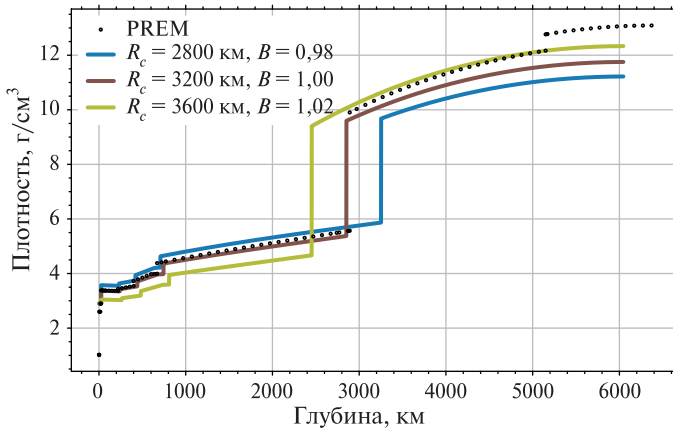


Рис. 1. Зависимость плотности от глубины для трёх из 51 построенной модели

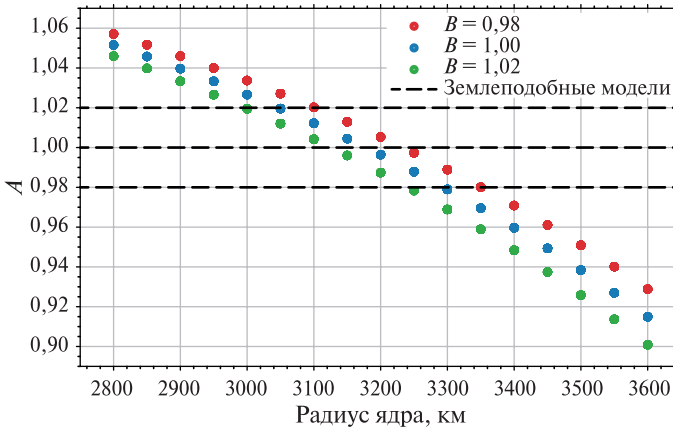


Рис. 2. Значения параметра A для всех построенных моделей Венеры. Штриховые линии выделяют землеподобные модели с $A \in [0,98; 1,02]$

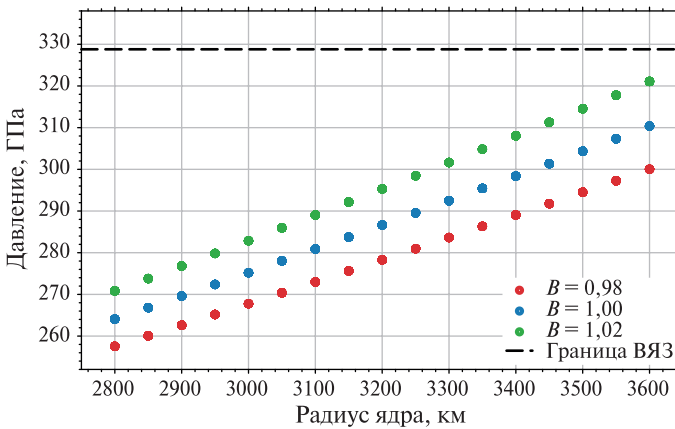


Рис. 3. Давление в центре Венеры для всех моделей. Штриховая линия показывает значение давления на границе ВЯЗ

На основе работ о топографии и гравиметрии Венеры (James et al., 2013; Jiménez-Díaz et al., 2015; Yang et al., 2016) мы принимаем толщину коры равной 25 км, а плотность коры постоянной и равной 2900 кг/м³.

Помимо профилей плотности, давления, массы и ускорения силы тяжести нам нужны профили упругих модулей сжатия K и сдвига μ , которые получаем на основе зависимостей $K(\rho)$ и $\mu(\rho)$ из модели PREM.

Значения R_c варьируем от 2800 до 3600 км, а значения B от 0,98 до 1,02 (т. е. плотность ядра Венеры находится в пределах $\pm 2\%$ от плотности ядра Земли). Получается всего 51 модель внутреннего строения Венеры.

На рис. 1 (см. с. 7) приведены зависимости плотности от глубины для трёх моделей. Одну из этих моделей ($R_c = 3200$ и $B = 1$) можно считать землеподобной, а остальные уже заметно отличаются от Земли по уравнениям состояния мантии и ядра. Модель с очень большим и плотным ядром ($R_c = 3600$ и $B = 1,02$) имеет лёгкую мантию, а модель с маленьким и лёгким ядром ($R_c = 2800$ и $B = 0,98$) имеет протяжённую и тяжёлую мантию. Эти две модели являются предельными, все остальные находятся между ними. Для сравнения на рис. 1. приводится профиль плотности из модели Земли (PREM).

На рис. 2 (см. с. 7) показаны значения параметра A всех моделей. Штриховые линии выделяют «наиболее землеподобные» модели, для которых $A \in [0,98; 1,02]$. Остальные модели имеют мантии либо значительно тяжелее, либо значительно легче земной.

На рис. 3 (см. с. 7) для всех моделей приведены значения давления в центре планеты. Даже в модели с очень большим и тяжёлым ядром ($R_c = 3600$ км, $B = 1,02$) давление в самом центре Венеры примерно на 8 ГПа меньше, чем давление на границе внутреннего ядра Земли (ВЯЗ). Меньшие значения давления связаны с уменьшенной массой Венеры по сравнению с Землёй.

Из рис. 3 следует, что у Венеры может быть внутреннее твёрдое ядро исключительно в случае, если состав её ядра сильно отличается от земного. Если венерианское ядро содержит меньше примесей лёгких элементов по сравнению с земным, то температура плавления при одинаковом давлении будет выше, чем в случае Земли, и в зависимости от температуры в ядре Венеры фазовый переход может произойти. Тем не менее, как мы увидим ниже, наиболее вероятные модели имеют радиус ядра в интервале 3288 ± 167 км и для них давление в ядре настолько отличается от давления на границе внутреннего ядра Земли, что фазовый переход маловероятен.

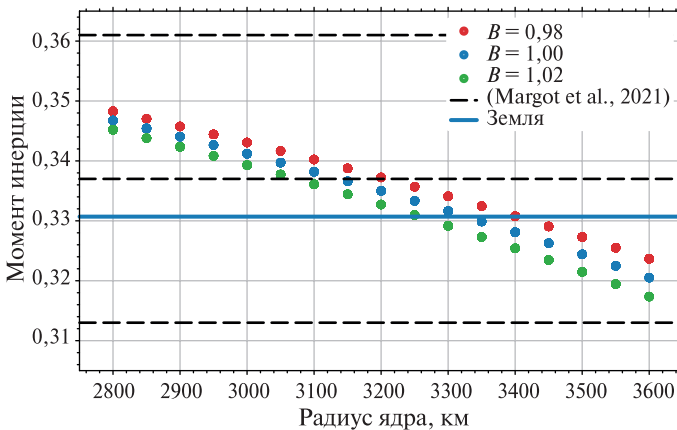


Рис. 4. Моменты инерции построенных моделей внутреннего строения Венеры

Момент инерции Венеры был измерен (Margot et al., 2021) и составляет $0,337 \pm 0,024$. Погрешность пока слишком высокая, чтобы определить внутреннее строение планеты с желаемой точностью, но, тем не менее, можно воспользоваться этим наблюдаемым значением, чтобы оценить правдоподобие моделей. На рис. 4 (см. с. 8) приведены моменты инерции всех построенных моделей. Штриховые линии выделяют интервал $0,337 \pm 0,024$, а синяя линия показывает для сравнения момент инерции Земли. Можно заметить, что все модели попадают в интервал $\pm 1\sigma$. Модели с большим ядром дальше всего от среднего значения $0,337$, а ближе всего находятся модели с радиусом ядра в диапазоне от 3000 до 3250 км.

В связи с большой погрешностью измеренного значения момента инерции Венеры воспользуемся ещё одной наблюдаемой величиной, чтобы продолжить исследование внутреннего строения планеты, — приливным числом Лява k_2 .

НЕУПРУГОЕ ЧИСЛО ЛЯВА k_2

Для учёта неупругости в недрах Венеры мы используем реологическую модель Андраде. Она переводит упругие значения модуля сдвига в неупругие по закону, который зависит от вязкости среды и от двух параметров: α и ζ (см., например, (Amorim, Gudkova, 2024)).

Здесь мы используем те же профили вязкости, что и в исследовании (Amorim, Gudkova, 2023), и обозначаем их МНВ (модель низкой вязкости) и МВВ (модель высокой вязкости).

Значения параметров реологии Андраде измерены для различных минералов (см., например, (Jackson et al., 2002)). Однако лабораторные условия, при которых они измерены, сильно отличаются от мантийных условий (очень высокие температура и давление), а периоды сдвиговых деформаций в экспериментах значительно меньше, чем характерные периоды приливов в Солнечной системе. По этим причинам возникают две важные проблемы: неизвестно, применима ли реология Андраде в условиях мантий планет и спутников, и даже если применима, неизвестны значения её параметров, которые должны использоваться в моделях.

С целью разрешения этих проблем в работе (Amorim, Gudkova, 2024) была исследована реология недр Земли. Так как внутреннее строение Земли известно значительно лучше, чем у любой другой планеты, и её числа Лява измерены с хорошей точностью, наша планета выступает хорошим кандидатом для «калибровки» реологического уравнения. В исследовании (Amorim, Gudkova, 2024) мы получили интервалы значений параметров реологии Андраде, которые наилучшим образом описывают приливную деформацию и неупругость недр Земли. Именно эти интервалы мы применяем для моделей Венеры.

После перевода упругого профиля модуля сдвига в неупругий с помощью реологии Андраде, мы вычисляем приливную деформацию Венеры по схеме, основанной на алгоритме из работы (Amorim, Gudkova, 2024), но с двумя отличиями: 1) в наших моделях Венеры отсутствует внутреннее твёрдое ядро и поэтому первые шаги из исследования (Amorim, Gudkova, 2024) опускаются и интегрирование начинается сразу в жидкой среде; 2) на последнем шаге введены поправки к граничным условиям на поверхности, которые позволяют учесть влияние плотной атмосферы Венеры на числа Лява.

Для каждой из 51 модели внутреннего строения Венеры вычислены числа Лява при двух распределениях вязкости и при 12 комбинациях реологических параметров. Всего 1224 неупругие модели Венеры.

При фиксированном радиусе ядра R_c , имеем некоторый диапазон значений k_2 из-за варьирования B , α , ζ и вязкости η . На рис. 5 (см. с. 10) приведены модельные значения действительной части k_2 . Штриховые линии выделяют наблюдаемое значение $k_2 = 0,295 \pm 0,066$ (2σ) из публикации (Konopliv, Yoder, 1996).

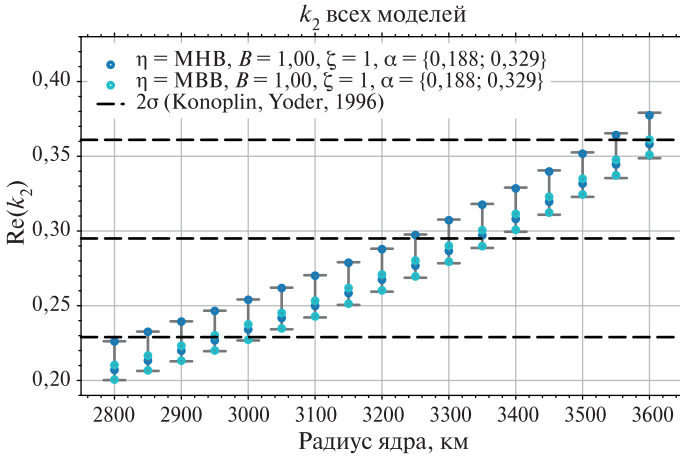


Рис. 5. Значения действительной части приливного числа Лява k_2 построенных моделей Венеры в зависимости от радиуса ядра. Для каждого значения R_c , имеем некоторый диапазон k_2 , который получается при варьировании η , B , α и ζ . Цветные точки показывают значения k_2 конкретных моделей

На рис. 5 можно заметить, что модели с радиусом ядра 3300 км имеют значения k_2 ближе всего к центральному значению 0,295. Модели с $R_c \leq 2950$ км или $R_c \geq 3600$ км маловероятны, и их можно уверенно исключить.

АНАЛИЗ ВЕРОЯТНОСТИ МОДЕЛЕЙ

На основе измеренных значений момента инерции (Margot et al., 2021) и k_2 (Konopliv, Yoder, 1996) можно оценить вероятность конкретной модели по следующей формуле:

$$p(k_2, I) = \exp\left[-\frac{(k_2 - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2} - \frac{(I - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right], \quad (2)$$

где p — вероятность; k_2 и I — число Лява и безразмерный момент инерции данной модели; $\mu_1 = 0,295$, $\sigma_1 = 0,033$, $\mu_2 = 0,337$, $\sigma_2 = 0,024$.

На рис. 6 (см. с. 11) все построенные модели показаны на плоскости $I \times k_2$. Линии уровня выделяют на этой плоскости области с определёнными значениями вероятности, рассчитанными по формуле (2). Наиболее вероятные модели находятся внутри жёлтого эллипса с $p = 0,9$.

Для каждого конкретного значения радиуса ядра R_c есть некоторый диапазон возможных значений момента инерции (из-за варьирования параметра B) и некоторый диапазон возможных значений k_2 (из-за варьирования B , α , ζ и η). Эти диапазоны образуют прямоугольник на плоскости $I \times k_2$. Если усреднить функцию вероятности (2) по этому прямоугольнику, получим оценку вероятности того, что радиус ядра Венеры имеет именно такое конкретное значение. Результаты этого усреднения приведены на рис. 7 (см. с. 11).

На рис. 7 можно заметить, что модели с $R_c < 3050$ км или $R_c > 3500$ км маловероятны, а модели с $R_c = 3300$ км наиболее вероятны. Если приблизить точки с $P > 0,3$ нормальным распределением, получим окончательную оценку для радиуса ядра Венеры: $R_c = 3288 \pm 167$ км.

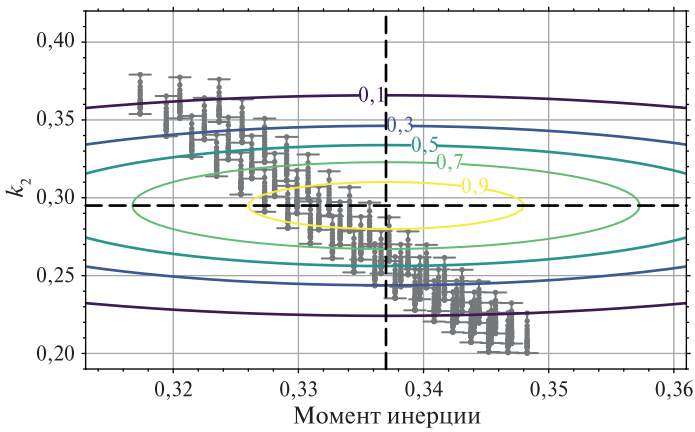


Рис. 6. Построенные модели на плоскости $I \times k_2$. Штриховые линии выделяют центральные значения $I = 0,337$ и $k_2 = 0,295$. Цветные линии — это линии уровня функции вероятности (2)

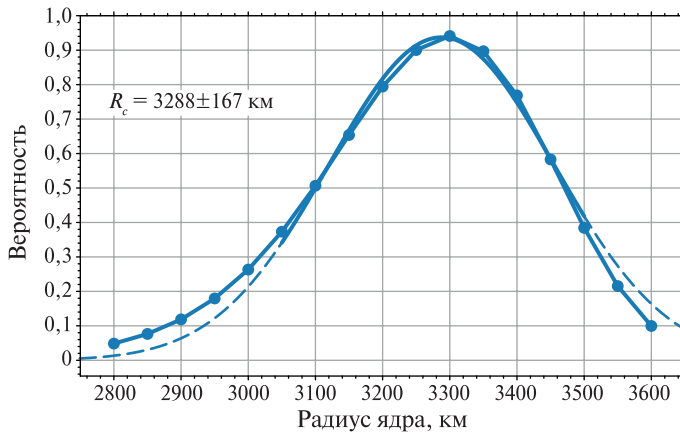


Рис. 7. Вероятность значений радиуса ядра Венеры

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан метод построения моделей внутреннего строения Венеры на основе земной модели PREM. Анализ полученных результатов по моменту инерции и приливному числу Лява k_2 позволил сделать вывод, что присутствие внутреннего твёрдого ядра на Венере маловероятно, и что наиболее подходящими являются модели с радиусом ядра в интервале 3288 ± 167 км.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 23-22-00074 (<https://rscf.ru/project/23-22-00074/>).

ЛИТЕРАТУРА

Amorim D. O., Gudkova T. V. Internal Structure of Venus Based on the PREM Model // Solar System Research. 2023. V. 57. No. 5. P. 414–425. DOI: 10.1134/S0038094623040020.

- Amorim D. O., Gudkova T.* Constraining Earth's mantle rheology with Love and Shida numbers at the M_2 tidal frequency // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2024. V. 347. Article 107144. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2024.107144>.
- Dziewonski A. M., Anderson D. L.* Preliminary reference Earth model // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1981. V. 25. Iss. 4. P. 297–356. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(81\)90046-7](https://doi.org/10.1016/0031-9201(81)90046-7).
- Efroimsky M.* Tidal dissipation compared to seismic dissipation: In small bodies, Earths, and super-Earths // *The Astrophysical J*. 2012. V. 746. No. 2. Article 150. DOI 10.1088/0004-637X/746/2/150.
- Jackson I., Fitz Gerald J. D., Faul U. H., Tan B. H.* Grain-size-sensitive seismic wave attenuation in polycrystalline olivine // *J. Geophysical Research: Solid Earth*. 2002. V. 107. Iss. B12. Article ECV-5. 16 p. <https://doi.org/10.1029/2001JB001225>.
- James P. B., Zuber M. T., Phillips R. J.* Crustal thickness and support of topography on Venus // *J. Geophysical Research: Planets*. 2013. V. 118. No. 4. P. 859–875. <https://doi.org/10.1029/2012JE004237>.
- Jiménez-Díaz A., Ruiz J., Kirby J. F. et al.* Lithospheric structure of Venus from gravity and topography // *Icarus*. 2015. V. 260. P. 215–231. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.07.020>.
- Konopliv A. S., Yoder C. F.* Venusian k_2 tidal Love number from Magellan and PVO tracking data // *Geophysical Research Letters*. 1996. V. 23. Iss. 14. P. 1857–1860. <https://doi.org/10.1029/96GL01589>.
- Margot J.-L., Campbell D. B., Giorgini J. D. et al.* Spin state and moment of inertia of Venus // *Nature Astronomy*. 2021. V. 5. No. 7. P. 676–683. <https://doi.org/10.1038/s41550-021-01339-7>.
- Saliby Ch., Fienga A., Briaud A. et al.* Viscosity contrasts in the Venus mantle from tidal deformations // *Planetary and Space Science*. 2023. V. 231. Article 105677. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2023.105677>.
- Smrekar S. E., Davaille A., Sotin Ch.* Venus interior structure and dynamics // *Space Science Reviews*. 2018. V. 214. No. 5. Article 88. 34 p. DOI: 10.1007/s11214-018-0518-1.
- Steinberger B., Werner S. C., Torsvik T. H.* Deep versus shallow origin of gravity anomalies, topography and volcanism on Earth, Venus and Mars // *Icarus*. 2010. V. 207. Iss. 2 P. 564–577. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.12.025>.
- Yang A., Huang J., Wie D.* Separation of dynamic and isostatic components of the Venusian gravity and topography and determination of the crustal thickness of Venus // *Planetary and Space Science*. 2016. V. 129. P. 24–31. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2016.06.001>.

NEW EARTH-LIKE MODELS OF VENUS' INTERIOR STRUCTURE

D. O. Amorim¹, T. V. Gudkova²

¹ Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

² Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia

Based on the Earth model PREM we have built hundreds of models of Venus' interior structure, that differ in core radius and density, mantle density, viscosity and rheology. We vary the core radius in the interval from 2800 to 3600 km, and the density of the core and mantle by a few percent in comparison to the Earth model PREM. When computing the tidal Love numbers it is necessary to account for the anelasticity, and to do so, we apply the Andrade rheology. In our previous works we calibrated the Andrade rheological model on the Earth, and in our Venus models we use the values of the parameters in the Andrade rheology that describe Earth's tidal deformation the best. We have shown that Venus can have an inner solid core only if the planet's composition considerably differs from Earth's. The comparison between the observed values of the moment of inertia and the tidal Love number k_2 with our model values allows us to conclude that Venus' core radius is most likely in the interval 3288 ± 167 km, and the core is completely in the liquid state.

Keywords: Venus, interior structure, planetary geophysics, Andrade rheology, moment of inertia, tidal Love numbers

Amorim Dargilan Oliveira — master's degree student, amorim.dargilan@gmail.com

Gudkova Tamara Vacilevna — chief researcher, doctor of physical and mathematical sciences
gudkova@ifz.ru

ФИЗИЧЕСКИЕ КАЛИБРОВКИ ПРИБОРА БТН-М2

**А. А. Аникин¹, И. Г. Митрофанов¹, Д. В. Головин¹, М. И. Мокроусов¹,
А. С. Козырев¹, Д. И. Лисов¹, В. Н. Швецов²**

¹ Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Представлены методика и первые результаты наземной калибровки прибора БТН-М2 второго этапа эксперимента «БТН-Нейтрон», который будет установлен на борту Международной космической станции. Основная цель эксперимента состоит в исследовании радиационно-защитных свойств различных материалов для разработки эффективной радиационной защиты на борту перспективных космических аппаратов и для создания радиационных убежищ для будущих пилотируемых экспедиций на Луну и Марс. Для этого был спроектирован прибор с возможностью установки на него сменных защитных экранов, закрывающих детекторы от воздействия ионизирующего излучения со всех направлений.

Ключевые слова: космические лучи, нейтронная компонента, нейтронный спектр, калибровки, МКС, доза излучения, защитные экраны, космические исследования

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время особенно важной становится задача определения дозы ионизирующего излучения, которую может получить космонавт во время пребывания в космосе, в частности на околоземной орбите. Для решения этой задачи проводится эксперимент «БТН-Нейтрон». В рамках этого эксперимента были созданы два прибора — БТН-М1 и БТН-М2 — которые устанавливаются на борту российского сегмента Международной космической станции (МКС).

Прибор БТН-М1 был установлен снаружи модуля «Звезда» ещё в 2007 г. и собрал большое количество информации о нейтронном и гамма-радиационном фоне вблизи МКС, включая его временную переменность. Этот фон возникает из-за облучения самой станции и верхних слоёв атмосферы Земли энергичными частицами галактических и солнечных космических лучей (Литвак и др., 2017).

На втором этапе эксперимента «БТН-Нейтрон» в 2025 г. внутри гермоотсека модуля «Наука» будет установлен прибор БТН-М2. Ключевая особенность нового прибора заключается в наличии съёмных защитных экранов (СЗЭ) из определённого сочетания водородо- и боросодержащих материалов для замедления и поглощения нейтронов различных энергий. Сопоставлением измерений с экранами и без них можно будет проанализировать эффективность данной защиты и определить возможность её использования для создания «радиационных убежищ» на будущих межпланетных космических кораблях. Ожидается, что два прибора будут работать одновременно, что позволит оценивать и сопоставлять потоки нейтронов внутри и снаружи МКС. (Мокроусов и др., 2022).

Аникин Артём Александрович — инженер, a.anikin@np.cosmos.ru

Митрофанов Игорь Георгиевич — заведующий отделом, доктор физико-математических наук

Головин Дмитрий Васильевич — научный сотрудник

Мокроусов Максим Игоревич — заведующий лабораторией, кандидат физико-математических наук

Козырев Александр Сергеевич — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Лисов Денис Игоревич — младший научный сотрудник

Швецов Валерий Николаевич — заместитель директора, кандидат физико-математических наук

Помимо основной цели исследования радиационно-защитных свойств прибор БТН-М2 также нацелен на изучение таких явлений как солнечные вспышки, солнечные протонные события, космические гамма-всплески и наземные гамма-вспышки. Для эффективной интерпретации и различения этих явлений требуются тщательные наземные калибровки прибора с целью определения его основных измерительных характеристик.

ОПИСАНИЕ ПРИБОРА

Прибор БТН-М2 состоит из трёх основных частей: детекторной части нейтронного и гамма-спектрометра (ГНС), модуля для согласования интерфейсов и фермы со съёмными экранами (рис. 1 и 2). По аналогии с БТН-М1, где в основе детекторной части лежит прибор ХЕНД для миссии НАСА «2001 Марс Одиссей» (англ. 2001 Mars Odyssey) (Третьяков и др., 2010), в БТН-М2 в качестве основы взят меркурианский нейтронный и гамма-спектрометр (МГНС) для Европейско-японской миссии «БеппиКоломбо» (англ. BepiColombo) (Kozurev et al., 2016). Для размещения ГНС в гермоотсеке используется механическая ферма, на которой предусмотрены крепления для съёмных экранов. Возможен вариант отправки на борт МКС экранов с другим их наполнением для изучения других радиационно-защитных материалов.

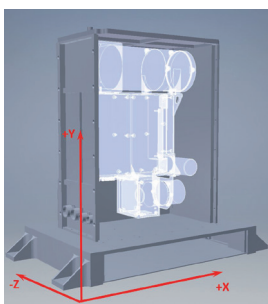


Рис. 1. Цифровой макет БТН-М2 с внутренним расположением ГНС без СЗЭ



Рис. 2. Лётный образец БТН-М2 со смонтированными СЗЭ

Для обмена командной и телеметрической информацией ГНС с МКС с помощью резервированного интерфейса Ethernet 10/100 Мбит используются два полупакета аппаратуры, один из которых находится в холодном резерве.

Для детектирования нейтронов низких энергий используются три одинаковых счётчика ^3He 25169 с давлением 20 атм производства LND Inc. Для детектирования нейтронов в широком диапазоне низких энергий используются конструкции, аналогичные сферам Боннера:

- первый сенсор STN не имеет покрытия, детектирует тепловые и эпитепловые нейтроны, работает в диапазоне энергий от 0,025 до 500 эВ, здесь 500 эВ — верхний порог чувствительности детекторов данного типа;
- второй сенсор SETN покрыт листом кадмия толщиной 1 мм и регистрирует энергию от 0,4 до 500 эВ. Сравнивая первый и второй сенсоры можно сделать оценку потока тепловых нейтронов;
- третий сенсор SFN покрыт листом кадмия толщиной 1 мм и замедлителем нейтронов из полиэтилена высокого давления толщиной 10 мм, что позволяет детектировать нейтроны энергией от 10 эВ до 1 МэВ.

Для нейтронов более высоких энергий (0,1–8 МэВ) используют сцинтилляционный детектор NS на основе составной конструкции стилибена и органического пластика с фотоэлектронным умножителем Hamamatsu R5611. Схема разделения нейтронов от заряженных частиц основана на различиях формы электрических сигналов, возникающих при их взаимодействии с объёмом детектора. В результате применения данных сенсоров покрывается диапазон энергии потока нейтронов от 0,025 эВ до 8 МэВ.

Для детектирования гамма-излучения используется кристалл CeBr_3 , 3×3 дюйма, который работает совместно с фотоэлектронным умножителем Hamamatsu R1307. Данная сборка продемонстрировала высокую надёжность и спектральное разрешение 4,6 % на 662 кэВ.

Один из ключевых элементов конструкции прибора БТН-М2 представляет собой СЗЭ от вторичного потока нейтронов на борту МКС, эффективность которого планируется измерять во время проведения эксперимента. В начальной стадии эксперимента с аппаратурой БТН-М2 будет использоваться первая серия экранов, составленная из слоя полиэтилена высокого давления, который функционирует как замедлитель нейтронов, а также слоя порошка изотопа бора ^{10}B , действующего как поглотитель замедленных нейтронов низких энергий. Эта двухслойная конструкция уже показала свою эффективность в космических экспериментах, таких как ЛЕНД (LEND — *англ.* Lunar Exploration Neutron Detector, Лунный исследовательский нейтронный детектор) (миссия NASA LRO (*англ.* Lunar Reconnaissance Orbiter)) и ФРЕНД (FREND — *англ.* Fine Resolution Epithermal Neutron Detector, Детектор эпитепловых нейтронов высокого разрешения) (российско-европейская миссия «ЭкзоМарс-2016»). На начальном этапе эксперимента планируется экспериментально оценить защитные свойства первой партии экранов с точки зрения биологической защиты. Дальнейшие шаги включают в себя создание второй серии экранов с добавлением новых слоёв из других нейтронопоглощающих материалов.

Подробное описание второй части эксперимента «БТН Нейтрон» прибора БТН-М2 приведено в работе (Мокроусов и др., 2022).

МЕТОДИКА НАЗЕМНЫХ КАЛИБРОВОК

Для интерпретации научных и инженерных данных в космических условиях, как правило, проводятся наземные физические калибровки. Чтобы более детально понимать возможности и особенности прибора, необходимо провести максимальное количество измерений в известных условиях. Калибровки гамма-детектора проводились в ИКИ РАН с помощью реперных источников ОСГИ (образцовый спектрометрический гамма-источник) различных энергий (^{60}Co , ^{137}Cs), и в данной статье не рассмотрены.

Для проведения калибровок нейтронных счётчиков необходимо иметь:

- 1) источник нейтронов с известной интенсивностью и формой энергетического спектра;
- 2) зал, обеспечивающий низкофоновые условия измерений и допускающий работу с радиационными источниками;
- 3) измерительную установку, рабочее место, систему хранения и первичной обработки получаемых данных.

Все эти условия были организованы с помощью Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ (г. Дубна Московской обл.). Измерения проводились в экспериментальном зале ИБР-2 (импульсный быстрый реактор) размерами 50×25×12 м с 30 октября по 5 декабря 2023 г. Благодаря большой площади помещения и вы-

соким потолкам было достигнуто максимальное снижение локального нейтронного фона вблизи измерительной установки. В качестве реперного источника нейтронов был использован изотоп ^{252}Cf с интенсивностью излучения $1,12 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ на 17.11.2016 и с учётом полураспада в 2,645 г. на момент проведения измерений интенсивность составляла $1,81 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ (рис. 3). Поскольку эффективность регистрации для нейтронов различной энергии для каждого из типов детекторов различная, то при калибровках применялось два варианта нейтронного источника:

- источник без оболочки;
- источник помещался в сферу из полиэтилена высокого давления диаметром 7,6 см, которая замедляла нейтроны и давала более мягкий спектр излучения.

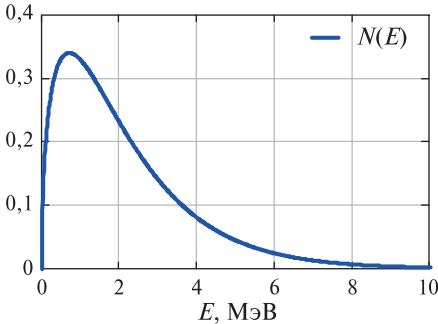


Рис. 3. Энергетический спектр радиоактивного изотопа ^{252}Cf

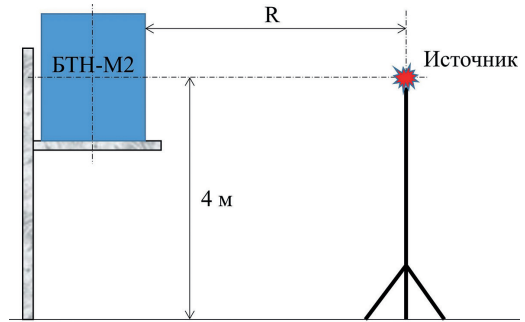


Рис. 4. Схема проведения калибровок

На рис. 4 схематически представлена конфигурация измерительной установки, которая применялась для калибровки прибора БТН-М2. Подъёмный механизм обеспечивал расстояние прибора от пола не менее 4 м и от остальных массивных бетонных конструкций не менее 6 м. Источник нейтронов располагался на штативе всегда напротив геометрического центра прибора, а расстояние до каждого из детекторов впоследствии пересчитывалось исходя из конструкции прибора.

Для измерения эффективности каждого детектора применяется метод R^2 , который подразумевает, что при изменении расстояния между изотропным источником и детектором полезный сигнал, измеряемый детектором, уменьшается как квадрат расстояния, а фон остаётся примерно постоянным (Малахов и др., 2021). Зависимость полного темпа счёта $C(\theta)$ от эффективной площади детектора $S_{eff}(\theta)$ описывается формулой:

$$C(\theta) = S_{eff}(\theta) \frac{I}{4\pi R^2} + C_{фон}, \quad (1)$$

где R — расстояние между геометрическими центрами детектора и источника излучения; $C_{фон}$ — фоновые отсчёты; I — активность источника. Из формулы (1) следует, что в качестве одного из результатов должна получиться линейная зависимость темпа счёта от обратного квадрата расстояния ($1/R^2$). Измерение эффективности нейтронных детекторов БТН-М2 по данному методу проходили в четырёх положениях на расстояниях 1,0; 1,5; 2,5 и 4,0 м между геометрическими центром источника излучения и ближайшей плоскости прибора.

Другим результатом данных калибровок стала угловая зависимость эффективности детекторов в разных плоскостях (см. рис. 1). Для этих измерений положение прибора менялось и выставлялось в соответствии с рис. 4 и табл. 1 и 2.

Таблица 1. Перечень калибровочных измерений для БТН-М2 ЛО без экранов

Плоскость	Выставляемый угол, град	Источник с ПЭ	Источник без ПЭ	
ZX	0	+	+	
	45		-	
	135			
	225			
	315			
XY	0			+
	45			
	90			
	135			
	180			
	225			
	270			
	315			
YZ	-90			-
	45			
	135			
	225			
	315		+	

Таблица 2. Перечень калибровочных измерений для БТН-М2 ЛО с экранами

Количество экранов	Полуось БТН-М2	Источник с ПЭ	Источник без ПЭ
6	+X	+	+
	-X		
	+Y		
	-Y		
	+Z		
	-Z		
5	+X		
	-X		
	+Y		
	-Y		
	+Z		
	-Z		
1	+X		
	-X		
	+Y		
	-Y		
	+Z		
	-Z		



Рис. 5. Схема измерений с СЗЭ

В табл. 2 указано количество установленных экранов. Схема их размещения приведена на рис. 5. Согласно данной методике было проведено 256 измерений с различными конфигурациями.

РЕЗУЛЬТАТЫ КАЛИБРОВОК

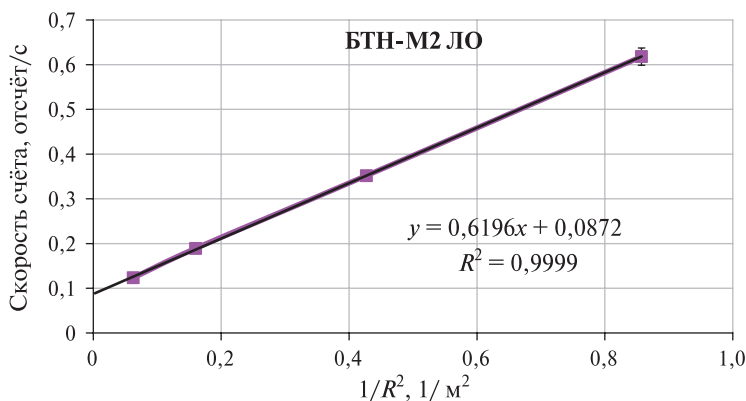


Рис. 6. Зависимость темпа счёта от обратного квадрата расстояния до сенсора SETN при положении в 225° в плоскости XZ и её аппроксимация

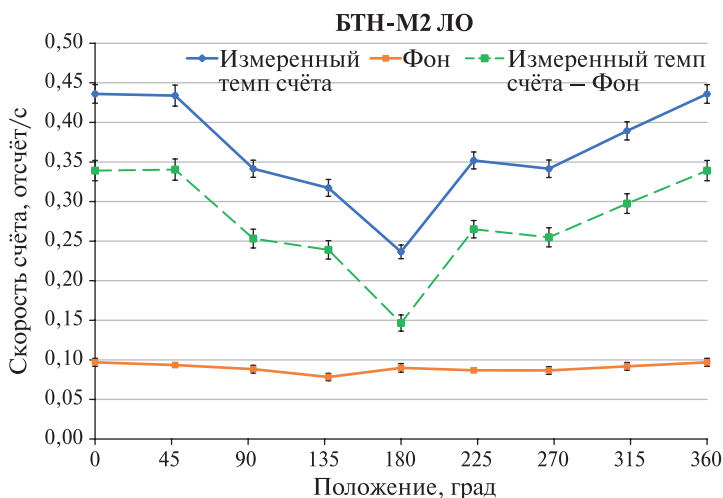


Рис. 7. Угловая зависимость эффективного сечения для сенсора эпитепловых нейтронов SETN в плоскости XZ на расстоянии 1,5 м от источника нейтронов

В качестве первых результатов калибровок были получены зависимости темпа счёта от обратного квадрата расстояния для всех детекторов. Величина достоверности аппроксимации для всех измерений была не хуже, чем $R^2 = 0,9$. В качестве примера на рис. 6 приведена зависимость для сенсора эпитепловых нейтронов SETN при положении прибора БТН-М2 без экранов в плоскости XZ (см. рис. 1) и угле поворота 225° , где величина достоверности её аппроксимации составила $R^2 = 0,9999$.

На угловую зависимость эффективности регистрации каждого из детекторов существенно влияет не только наличие или отсутствие СЗЭ, но и сама конструкция конкретного детектора и всего прибора в целом. На рис. 7 видно, что дополнительный объём материалов на пути потока нейтронов существенно снижает темп счёта в детекторах.

По результатам калибровок проведена первичная оценка эффективности СЗЭ для источника излучения с полиэтиленовой сферой; ослабление потока нейтронов в сенсоре STN составило 97 %, в сенсоре SETN — 89 %, в сенсоре SFN — 76 %, в сенсоре NS — 31 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент «БТН-Нейтрон» разработан для оценки дозы ионизирующего излучения в условиях космического пространства и для изучения защитных свойств различных нейтронопоглощающих материалов. В рамках второго этапа данного эксперимента были проведены физические калибровки лётного образца БТН-М2: измерены эффективность регистрации и угловые зависимости каждого из детекторов. В Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ было проведено 256 измерений для четырёх конфигураций съёмных защитных экранов на приборе (без экранов, с одним, пятью и шестью экранами), полученные результаты которых хорошо согласуются с теоретическими оценками. Выяснено, что СЗЭ способствуют существенному снижению темпа счёта во всех сенсорах. С помощью результатов наземных калибровок можно более точно и полно интерпретировать данные, которые в будущем будут получены на орбите МКС.

ЛИТЕРАТУРА

- Литвак М.Л., Митрофанов И.Г., Нуждин И.О. и др. Наблюдение пространственных и временных вариаций спектральной плотности нейтронного потока вне российского сегмента Международной космической станции по данным космического эксперимента «БТН-Нейтрон» // Космич. исслед. 2017. Т. 55. № 2. С. 116–130. DOI: 10.7868/S0023420617020066.
- Малахов А.В., Митрофанов И.Г., Литвак М.Л. и др. Физические калибровки нейтронного телескопа ФРЕНД, установленного на борту марсианского спутника TGO // Космич. исслед. 2022. Т. 60. № 1. С. 26–42. DOI: 10.31857/S0023420622010095.
- Мокроусов М.И., Митрофанов И.Г., Аникин А.А. и др. Второй этап космического эксперимента «БТН Нейтрон» на борту российского сегмента Международной космической станции: аппаратура БТН-М2 // Космич. исслед. 2022. Т. 60. № 5. С. 426–436. DOI: 10.31857/S0023420622050041.
- Третьяков В.И., Митрофанов И.Г., Бобровницкий Ю.И. и др. Первый этап космического эксперимента «БТН-Нейтрон» на борту российского сегмента Международной космической станции // Космич. исслед. 2010. Т. 48. № 4. С. 293–307.
- Козырев А., Mitrofanov I., Owens A. et al. A comparative study of $\text{LaBr}_3(\text{Ce}^{3+})$ and CeBr_3 based gamma-ray spectrometers for planetary remote sensing applications // Review of Scientific Instruments. 2016. V. 87. Article 085112. <https://doi.org/10.1063/1.4958897>.

BTN-M2 INSTRUMENT PHYSICAL CALIBRATIONS**A. A. Anikin¹, I. G. Mitrofanov¹, D. V. Golovin¹, M. I. Mokrousov¹, D. I. Lisov¹, V. N. Shvetsov²**¹ Space Research Institute RAS, Moscow, Russia² Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The methodology and initial results of ground calibration of the instrument of the second stage of the BTN-Neutron experiment BTN-M2 are presented, which will be installed on board the ISS. The main goal of the experiment is to study the radiation shielding properties of various materials for the development of effective radiation protection on board future spacecraft and for the creation of radiation shelters for future manned expeditions to the Moon and Mars. For this purpose, an instrument was designed with the ability to install interchangeable protective screens, covering the detectors from the impact of ionizing radiation from all directions.

Keywords: cosmic rays, neutron component, neutron spectrum, calibrations, ISS, radiation dose, protective shields, space research

Anikin Artem Alexandrovich — engineer, a.anikin@np.cosmos.ru

Mitrofanov Igor Georgievich — head of the department, doctor of physical and mathematical sciences

Golovin Dmitriy Vasilievich — researcher

Mokrousov Maksim Igorevich — head of the laboratory, candidate of physical and mathematical sciences

Kozyrev Alexander Sergeevich — researcher, candidate of physical and mathematical sciences

Lisov Denis Igorevich — junior researcher

Shvetsov Valery Nikolayevich — deputy director, candidate of physical and mathematical sciences

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ ТЕТА ВОЗНИЧЕГО

А. С. Бойко

Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, Физико-технический институт, Симферополь, Россия

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Россия

В работе впервые измерено продольное магнитное поле тета Возничего по отдельным спектральным линиям, исследована переменность поля, рассчитанного по отдельным линиям, с периодом вращения звезды.

Ключевые слова: магнитные поля звёзд, химически пекулярные звезды, тета Возничего

ВВЕДЕНИЕ

Звёзды с избытком кремния и редкоземельных элементов обладают сильными магнитными полями с поверхностной напряжённостью от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч гауссов. Поэтому их также называют магнитными химически пекулярными Ар/Вр-звёздами. В рамках модели наклонного ротатора магнитное поле Ар/Вр-звёзд описывается диполем, ось которого наклонена под углом к оси вращения звезды. Поэтому на разных фазах периода вращения звезды наблюдатель видит разные участки её поверхности и наблюдает периодические (обычно синусоидальные) изменения продольного компонента магнитного поля.

Тета Возничего (HD 40312, A0VpSi) — классическая химически пекулярная Ар-звезда со слабым магнитным полем, продольная компонента которого достигает нескольких сотен гауссов (Вабcock, 1958).

Физические параметры тета Возничего, а именно эффективная температура T_{eff} , проекция скорости осевого вращения на луч зрения $v \sin i$, логарифм ускорения силы тяжести $\lg g$, масса и радиус в единицах солнечной массы и радиуса, а также период осевого вращения P_{rot} и поверхностное магнитное поле $\langle H \rangle$ представлены в табл. 1.

Таблица 1. Физические параметры тета Возничего

Параметр	Значение	Источник
T_{eff}	890 К	(Zorec et al., 2009)
$v \sin i$	55 км/с	(Sikora J. et al., 2018)
$\langle H \rangle$	1 кГс	(Shulyak et al., 2007)
R	5,1 R_{sun}	
$\lg g$	3,6	
M	3,38 M_{Sun}	(North, 1998)
P_{rot}	3,6187 дней	(Rice et al., 2004)

Неисследованным эффектом, наблюдаемым у Ар-звёзд, является статистически значимое отличие продольной компоненты магнитного поля, измеренной по разным спектральным линиям. Представлены первые результаты измерения продольного магнитного поля тета Возничего по разным спектральным линиям.

Бойко Анастасия Сергеевна — техник, магистр, boiko_nastya@rambler.ru

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В данной работе использованы спектрополяриметрические наблюдения тета Возничего, выполненные на 3,6-метровом телескопе CFHT (*англ.* Canada-France-Hawaii Telescope, Канада-Франция-Гавайи) с помощью спектрографа ESPADONS (*англ.* Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars) ($R = 65\,000$) в режиме спектрополяриметрии. Данные наблюдений, полученных в течение семи ночей с 2006 по 2008 г., были загружены из открытого канадского архива CADC (<https://www.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/en/>). Первичная обработка экспозиций выполнена с помощью программного обеспечения IRAF (*англ.* Image Reduction and Analysis Facility). Неблендированные спектральные линии ($N = 17$) для расчёта магнитного поля были отобраны из списка спектральных линий, полученного из базы данных VALD (*англ.* Vienna Atomic Line Database) (<http://vald.astro.uu.se>) для модели и химического состава атмосферы тета Возничего, взятых из работы (Kochukhov et al., 2019).

Продольная компонента B_l магнитного поля звезды была вычислена с помощью разработанной в КРАО методики, которая основывается на эффекте Зеемана (Плачинда и др., 2021). Эта методика позволяет провести измерение магнитного поля звёзд по одиночным спектральным линиям с высокой точностью и исключить влияние инструментальных эффектов на конечный результат.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Продольное магнитное поле тета Возничего, измеренное в ядрах водородных линий и свёрнутое с фазами периода вращения звезды, представлено на рис. 1. Фазы периода вращения вычислены согласно эфемериде $JD = 2450001,881 + 3,61860n$, где 2450001,881 — начальная юлианская дата, соответствующая отрицательному экстремуму магнитного поля (JD_0); 3,61860 — период вращения тета Возничего в днях (P_{rot}); n — количество периодов вращения до юлианской даты, в которой вычисляется фаза.

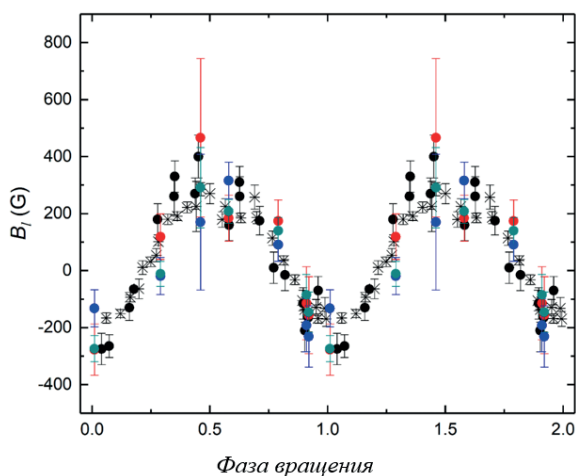


Рис. 1. Магнитное поле тета Возничего, измеренное по водородным линиям и свёрнутое с фазами периода вращения. Наши данные, измеренные в ядрах водородных линий: H_α (красные кружки), H_β (синие кружки), H_γ (изумрудные кружки). Чёрные кружки — данные (Bogga, Landstreet, 1980), звёздочки — данные (Kochukhov et al., 2019)

Из рис. 1 видно, что продольный компонент магнитного поля изменяется синусоидально с амплитудой 240 ± 12 Гс относительно среднего значения 61 ± 9 Гс. Также на рис. 1 приведены результаты измерения магнитного поля по водородным линиям, полученные другими авторами. Видно, что наши результаты хорошо согласуются с результатами других авторов.

На рис. 2 представлено продольное магнитное поле, измеренное по линиям разных химических элементов и свёрнутое с фазами периода вращения. Как и в случае водородных линий, магнитное поле, измеренное по линиям хрома, железа и кремния, изменяется синусоидально. Для всех химических элементов отрицательный экстремум магнитного поля приходится на фазу $\phi = 0$, положительный экстремум — на фазу $\phi = 0,5$. Кривые магнитного поля хорошо аппроксимируются косинусоидами:

$$B_l = B_0 + B_a \cos(2\pi\phi),$$

где B_0 — среднее за период вращения магнитное поле; B_a — амплитуда магнитного поля. Параметры косинусоид, полученные с помощью функций в Python, приведены в табл. 2.

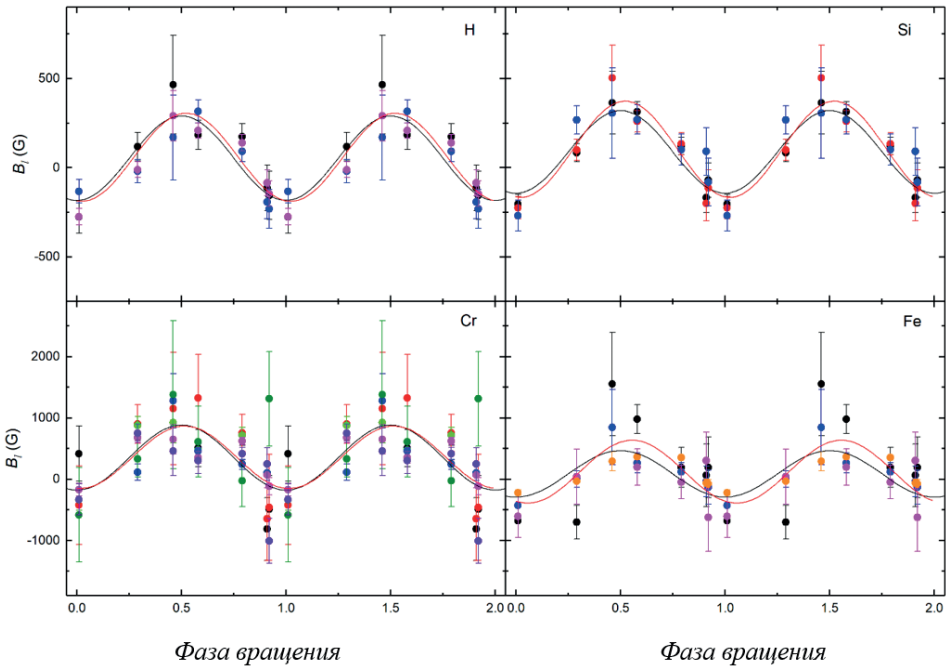


Рис. 2. Магнитное поле тета Возничего, измеренное по отдельным линиям разных химических элементов, свёрнутое с фазами периода вращения. Левая верхняя панель: магнитное поле, измеренное в ядрах водородных линий H_α (малиновые кружки), H_β (синие кружки), H_γ (черные кружки). Правая верхняя панель: магнитное поле, измеренное по линиям кремния: $\lambda 5055,98$ (черные кружки), $\lambda 6347,11$ (красные кружки), $\lambda 6347,11$ (синие кружки). Левая нижняя панель: магнитное поле, измеренное по линиям хрома: $\lambda 4465,74$ (чёрные кружки), $\lambda 4565,74$ (красные кружки), $\lambda 4848,24$ (зелёные кружки), $\lambda 5237,32$ (синие кружки), $\lambda 5279,88$ (малиновые кружки), $\lambda 5334,87$ (оливковые кружки), $\lambda 5420,92$ (фиолетовые кружки). Правая нижняя панель: магнитное поле, измеренное по линиям железа: $\lambda 4416,82$ (чёрные кружки), $\lambda 4522,63$ (синие кружки), $\lambda 4576,33$ (малиновые кружки), $\lambda 5018,44$ (оранжевые кружки). Аппроксимирующие косинусоиды показаны сплошными линиями. Кривая магнитного диполя показана красными линиями

Таблица 2. Параметры аппроксимирующих косинусоид, полученные с помощью функций Python

Химический элемент	Количество линий	Амплитуда магнитного поля, B_a , Гс	Среднее магнитное поле, B_0 , Гс
H 1	3	-237 ± 28	54 ± 22
Si 2	3	-232 ± 26	89 ± 21
Cr 2	7	-531 ± 89	353 ± 69
Fe 2	4	-379 ± 121	88 ± 92

Амплитуда и среднее магнитное поле, измеренные по линиям водорода, кремния и железа совпадают в пределах ошибок. Тогда как магнитное поле, измеренное по линиям хрома, демонстрирует более высокие амплитуду переменности и среднее поле. Это может быть связано с неоднородным распределением хрома на поверхности звезды.

ВЫВОДЫ

В рамках данной работы было исследовано магнитное поле химически пекулярной звезды тета Возничего.

Были получены следующие результаты:

1. Измеренное магнитное поле тета Возничего по водородным линиям изменяется синусоидально с амплитудой 240 ± 12 Гс относительно среднего значения 61 ± 9 Гс, что совпадает с результатами измерения магнитного поля по водородным линиям, которые получили другие авторы.
2. Измеренное магнитное поле по линиям разных химических элементов (линии хрома, железа, кремния) изменяется так же синусоидально, а аппроксимируется косинусоидами. Отрицательный экстремум магнитного поля приходится на фазу $\varphi = 0$, положительный экстремум — на фазу $\varphi = 0,5$ для всех элементов. Такое поведение магнитного поля с периодом вращения соответствует гипотезе наклонного ротатора.
3. Измеренные амплитуда и среднее магнитное поле по линиям водорода, кремния и железа совпадают в пределах ошибок. Однако по линиям хрома более высокая амплитуда переменности и среднее поле, что может указывать на неоднородное распределение этого химического элемента по поверхности и/или с глубиной атмосферы тета Возничего.

Дальнейшие исследования и наблюдения с более длительными экспозициями и большим количеством экспозиций в течение одной ночи позволили бы повысить точность измерений.

ЛИТЕРАТУРА

- Плачинда С., Бутковская В., Шуляк Д. и др. Магнитное поле красных гигантов и сверхгигантов: обзор результатов спектрополяриметрических наблюдений // Изв. Крымской астрофиз. обсерватории 2021. С. 31–41. DOI: 10.31059/izcrao-vol118-iss1-pp31-41.
- Abcock H. W. A Catalog of Magnetic Stars // The Astrophysical J. Supplement Series. 1958. V. 3. 141 p. DOI: 10.1086/190035.

- Borra E. F., Landstreet J. D.* The magnetic fields of the AP stars // *Astrophysical J. Supplement Series*. 1980. V. 42, P. 421–445.
- Kochukhov O., Shultz M., Neiner C.* Magnetic field topologies of the bright, weak-field Ap stars θ Aurigae and ϵ Ursae Majoris // *Astronomy and Astrophysics*. 2019. V. 621. Article A47. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834279>.
- North P.* Do Si stars undergo any rotational braking? // *Astronomy and Astrophysics*. 1998. V. 334(1). P. 181–187.
- Rice J. B., Holmgren D. E., Bohlender D. A.* The distribution of oxygen on the surface of the Ap star θ Aur: An abundance Doppler image to compare with ϵ UMa // *Astronomy and Astrophysics*. 2004. V. 424. P. 237–244. DOI: 10.1051/0004-6361:20035639.
- Shulyak D., Valyavin G., Kochukhov O.* The Lorentz force in atmospheres of CP stars: θ Aurigae // *Astronomy and Astrophysics*. 2007. V. 464(3). P. 1089–1099. DOI: 10.1051/0004-6361:20064998.
- Sikora J., Wade G. A., Power J., Neiner C.* A volume-limited survey of mCP stars within 100 pc. I. Fundamental parameters and chemical abundances // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Soc.* 2018. V. 483. Iss. 2. P. 2300–2324. DOI: 10.1093/MNRAS/STY3105.
- Zorec J., Cidale L., Arias M. L. et al.* Fundamental parameters of B supergiants from the BCD system — I. Calibration of the (λ_1, D) parameters into T_{eff} // *Astronomy and Astrophysics*. 2009. V. 501. Iss. 1. P. 297–320. DOI: 10.1051/0004-6361/200811147.

THE MAGNETIC FIELD OF THE CHEMICALLY PECULIAR θ AURIGAE

A. S. Boiko

V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Institute of Physics and Technology
Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia

In this work, the longitudinal magnetic field of θ Aurigae was measured for the first time along separate spectral lines, the variability of the field calculated along separate lines with the period of rotation of the star was studied and the geometry of the magnetic field was simulated using magnetic curves constructed for different chemical elements.

Keywords: magnetic field, chemically peculiar star, θ Aurigae

Boiko Anastasia Sergeevna — technician, magister, boiko_nastya@rambler.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЕСТЕСТВЕННЫХ ТРОПИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НА КРУПНОМАСШТАБНУЮ ДИНАМИКУ ПОЛЯРНОЙ АТМОСФЕРЫ

А. Г. Головки, А. В. Коваль, Т. С. Ермакова

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Представлено исследование влияния тропических осцилляций на среднюю и верхнюю атмосферу высоких широт. Использовалась нелинейная модель общей циркуляции средней и верхней атмосферы, с помощью которой было проведено четыре ансамблевых расчёта (10 прогонов в каждом ансамбле) для января – февраля. В результате получено, что для января и февраля зональная компонента ветра и дивергенция зонального были особенно сильны в условиях Ла-Нинья и западной фазы квазидвухлетнего колебания (зКДК). Для этой комбинации также наблюдается усиление зон конвергенции/дивергенции в стратосфере средних и высоких широт. Если в январе отмечается сильная конвергенция в средних широтах на высотах 40–60 км для комбинации Эль-Ниньо и восточной фазы КДК (вКДК), то для февраля – сильная конвергенция будет для Эль-Ниньо и зКДК. Для января и февраля в условиях Ла-Нинья и зКДК перенос из летнего полушария в зимнее максимален, что приводит к наибольшей положительной аномалии температуры (до 10 К) на высотах 60–80 км в широтном поясе от 55 до 90° с. ш. Однако в январе при Эль-Ниньо и вКДК перенос самый слабый, что приводит к отрицательной аномалии температуры (до –6...–8 К). В то время как в феврале самый слабый перенос фиксируется в условиях Эль-Ниньо и зКДК.

Ключевые слова: полярная стратосфера, остаточная меридиональная циркуляция, квазидвухлетнее колебание, Эль-Ниньо – Южное колебание

В условиях глобального изменения климата необходимо изучать не только процессы внутри тропосферы, но и взаимодействие тропосферы со слоями выше. Это взаимодействие важно в контексте сезонных прогнозов, а также понимания возможных климатических изменений отдельных метеорологических параметров на разных высотах атмосферы. В работе исследовалось влияние тропических осцилляций (квазидвухлетнего колебания (КДК) зонального ветра в экваториальной стратосфере и Эль-Ниньо – Южное колебание (ЭНЮК)) на динамическое состояние стратосферы, мезосферы и нижней термосферы зимой в Северном полушарии (Kumar et al., 2022; Watson et al., 2014). Были проведены ансамблевые расчёты с помощью нелинейной модели общей циркуляции средней и верхней атмосферы для января – февраля, позволившие оценить чувствительность полей зонального ветра, температуры, остаточной меридиональной циркуляции (ОМЦ), а также волновой активности на разные комбинации фаз ЭНЮК и КДК. В зависимости от комбинации фаз аномалия температуры и осцилляции зональной составляющей ветра различны, а усиление/ослабление ветвей ОМЦ смещается по высоте.

Ключевой особенностью динамики средней атмосферы над экватором является КДК среднего зонального потока в стратосфере. Полный цикл смены направления зонального ветра (например, с западного на восточное и снова на западное) происходит примерно через каждые два года. Цикличность КДК — от 22

Головки Анастасия Германовна — лаборант-исследователь, golovko01@mail.ru

Коваль Андрей Владиславович — доцент, доктор физико-математических наук koval_spbu@mail.ru

Ермакова Татьяна Сергеевна — доцент, кандидат физико-математических наук taalika@mail.ru

до 34 мес при среднем значении 28 мес. На высотах 20–30 км фиксируются наибольшие скорости зонального ветра, которые составляют примерно 20 м/с для зонального ветра, направленного на восток, и около –30 м/с — на запад. Смена режима подвержена влиянию ЭНЮК (Zhou et al., 2024). Несмотря на то, что КДК — динамический процесс, который существует в экваториальной стратосфере, его влияние проявляется во всех гидродинамических полях и практически во всей толще атмосферы.

Эль-Ниньо — Южное колебание — крупномасштабный климатический феномен естественного происхождения, проявляющийся в колебаниях температуры поверхности океана в центральной и восточной зоне экваториального пояса Тихого океана вместе с атмосферными изменениями в этих районах. Данное явление развивается, когда естественное господство северо-восточных пассатов начинает ослабевать, в результате более тёплая вода в западной части стекает на восток, к побережью Перу. А Ла-Нинья возникает, когда северо-восточные пассаты усиливаются, и, как следствие, вода в восточной части тропической зоны Тихого океана охлаждается.

Южное колебание — атмосферный компонент Эль-Ниньо — это колебание атмосферного давления между западной и восточной частью Тихого океана. Отрицательные значения индекса Южного колебания характерны для положительных аномалий температуры поверхности воды (фаза Эль-Ниньо), обратная ситуация при Ла-Нинья.

Результаты исследования влияния вышеупомянутых тропических осцилляций на термодинамику полярной стратосферы показали, что для января зональная компонента ветра и дивергенция были особенно сильны в условиях Ла-Нинья и западной фазы КДК (зКДК), разница со средней скоростью, полученной как среднее по всем ансамблям, составила 21 м/с. В области максимума стратосферного полярного струйного течения наблюдается сильная дивергенция потока. А для комбинации Эль-Ниньо и вКДК (восточная фаза КДК) разница со средней скоростью составила –18 м/с, также отмечается сильная конвергенция в средних широтах на высотах 40–60 км (рис. 1, см. с. 29).

Для февраля составляющие зональная компонента ветра и дивергенция были сильны для той же комбинации Ла-Нинья и зКДК, что и в январе, и разница в ветре составила 18 м/с. Максимальная аномалия от среднего по ансамблям, но с отрицательным знаком отмечается при Эль-Ниньо (как и в январе), но при зКДК и составляет –12 м/с (рис. 2, см. с. 29). Для этой комбинации также наблюдается усиление зон конвергенции/дивергенции в стратосфере средних и высоких широт, как и в январе.

В январе и феврале при анализе ОМЦ, осреднённой по всем фазам, на высоте 40 км отмечается циркуляция Брюера — Добсона — глубокая ветвь циркуляции в стратосфере, входящая в ОМЦ. А на 80 км фиксируется перенос из летнего полушария в зимнее (графики не представлены).

В январе в условиях Ла-Нинья и зКДК перенос из летнего полушария в зимнее максимален, что приводит к наибольшей положительной аномалии температуры (до 10 К) на высотах 60–80 км в широтном поясе от 55 до 90° с. ш. Ниже, в стратосфере, в тех же широтах отмечается отрицательная аномалия температуры, что вместе с зональной компонентой ветра, в условиях данной комбинации тропических осцилляций, намекает на то, что вероятность внезапных стратосферных потеплений (ВСП) минимальна. В условиях Эль-Ниньо и вКДК перенос из летнего полушария в зимнее самый слабый, что приводит к отрицательной аномалии температуры (до –6...–8 К) на высотах 60–80 км в том же широтном поясе от 55 до 90° с. ш. А ниже в стратосфере от 23 до 55 км, на тех же широтах фиксируется максимальная положительная аномалия температуры (до 10 К). При таких условиях тропической осцилляции можно ожидать развития ВСП (рис. 3, см. с. 30).

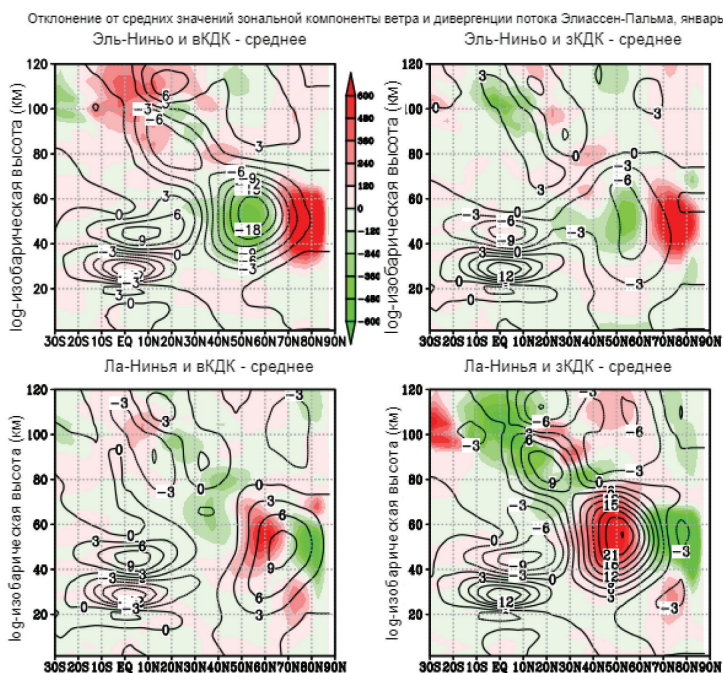


Рис. 1. Отклонение от средних значений зональной компоненты ветра и дивергенции потока Элиассен – Пальмы, январь

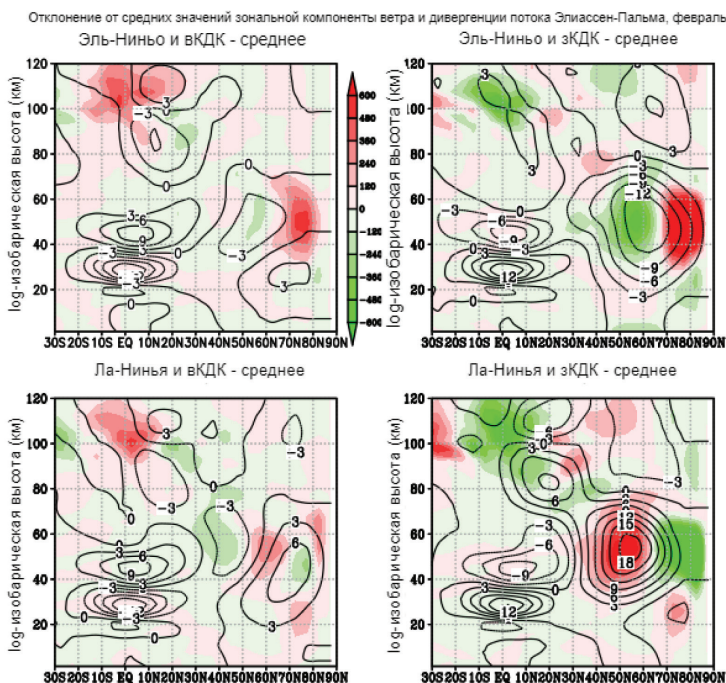


Рис. 2. Отклонение от средних значений зональной компоненты ветра и дивергенции потока Элиассен – Пальмы, февраль

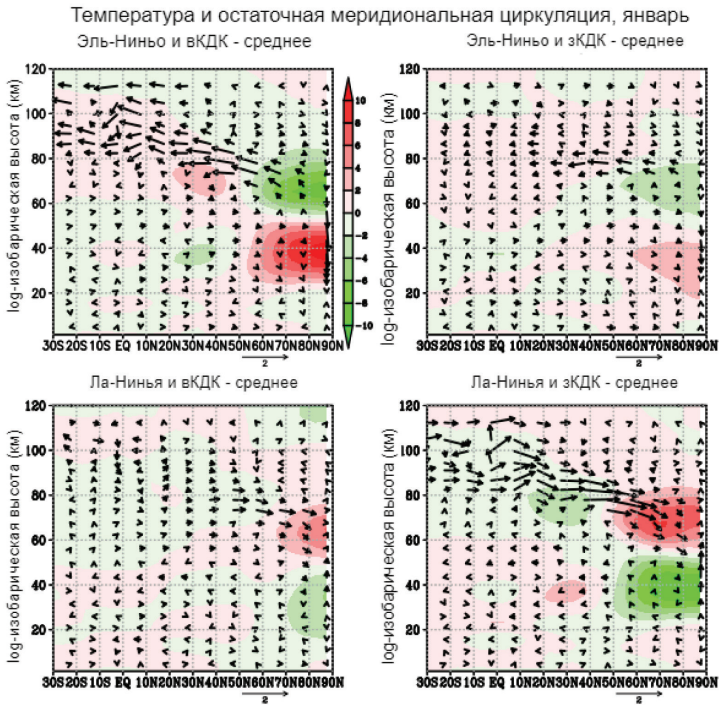


Рис. 3. Температура и остаточная меридиональная циркуляция, январь

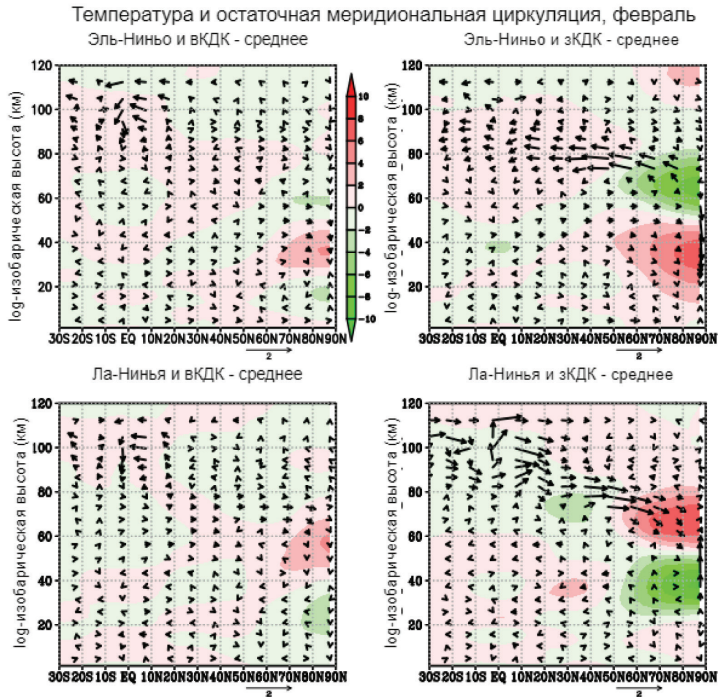


Рис. 4. Температура и остаточная меридиональная циркуляция, февраль

Анализируя февраль (рис. 4, см. с. 30) видно, что условия Ла-Нинья и зКДК аналогичны январю, здесь также отмечается максимальный перенос из летнего полушария в зимнее и фиксируется наибольшая положительная аномалия температуры (до 10 К) на высотах 60–80 км в широтном поясе от 55 до 90° с. ш. И в стратосфере на высотах от 23–55 км на широте от 55 до 90° с. ш. наблюдается отрицательная аномалия температуры. Можно также предполагать, что вероятность возникновения ВСП меньше относительно других фаз. Однако для февраля самый слабый перенос из летнего полушария в зимнее уже регистрируется в условиях Эль-Ниньо и зКДК. Это также приводит к отрицательной аномалии температуры (до –6...–8 К) на высотах 60–80 км на тех же широтах от 55 до 90° с. ш. А на высотах от 23 до 55 км на тех же широтах наблюдается положительная аномалия температуры (до 6–8 К). В таких условиях можно предполагать возникновение ВСП (рис. 4).

В зависимости от комбинации фаз аномалия температуры и осцилляции зональной составляющей ветра различны, а усиление/ослабление ветвей ОМЦ смещается по высоте. В работе показано, что наибольший рост температуры в стратосфере и похолодание в мезосфере, а также ослабление стратосферного ночного струйного течения в январе моделируются при условиях Эль-Ниньо и восточной фазы КДК, при этом отмечается максимальное ослабление меридионального течения от летнего полюса к зимнему на высоте 80–90 км. Обратная ситуация наблюдается при отрицательной фазе Ла-Нинья и западной фазе КДК: зональная компонента ветра максимальна в стратосфере умеренных широт при минимальной температуре над полюсом как в январе так и в феврале. В результате такого разного проявления тропических осцилляций через дальние связи в умеренных и высоких широтах очевидно их воздействие на частоту и интенсивность внезапных стратосферных потеплений, а также событий, которые приводят к экстремальным волнам холода в тропосфере над Евразией.

Данное исследование проводилось в рамках проекта РНФ № 20-77-10006-П (<https://rscf.ru/project/23-77-50002/>).

ЛИТЕРАТУРА

- Kumar V, Shigeo Y., Hitchman M. H.* QBO and ENSO Effects on the Mean Meridional Circulation, Polar Vortex, Subtropical Westerly Jets, and Wave Patterns During Boreal Winter // *J. Geophysical Research: Atmospheres*. 2022. V. 127. Iss. 15. Article e2022JD036691. <https://doi.org/10.1029/2022JD036691>.
- Watson P. A. G., Gray L. J., Andrews D. G. et al.* How Does the Quasi-Biennial Oscillation Affect the Stratospheric Polar Vortex? // *J. Atmospheric Sciences*. 2014. V. 71. Iss. 1. <https://doi.org/10.1175/JAS-D-13-096.1>.
- Zhou T., DallaSanta K. J., Orbe C. et al.* Exploring the ENSO modulation of the QBO periods with GISS E2.2 models // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2024. V. 24. Iss. 1. P. 509–532. <https://doi.org/10.5194/acp-24-509-2024>.

MODELING THE EFFECT OF NATURAL TROPICAL OSCILLATIONS ON THE LARGE-SCALE DYNAMICS OF THE POLAR ATMOSPHERE

A. G. Golovko, A. V. Koval, T. S. Ermakova

Saint Petersburg State University (SPbU), Saint Petersburg, Russia

The influence of tropical oscillations on the thermodynamics of the middle and upper atmosphere of high latitudes was studied. A nonlinear model of the general circulation of the middle and upper atmosphere MUAM was used. Four ensemble calculations were carried out (10 runs in each ensemble) for January – February. It was determined that for January and February, the zonal component of the wind and divergence were especially strong under La Niña and the western phase of the QBO (wQBO) conditions. There is also an increase in convergence/divergence zones in the stratosphere of middle and high latitudes. While in January there is a strong convergence in the mid-latitudes at altitudes of 40–60 km for the combination of El Niño and the eastern phase of the QBO (eQBO), there is a strong convergence for El Niño and the wQBO in February. For January and February during La Niña and wQBO conditions the residual mean circulation (RMC) from the summer hemisphere to the winter hemisphere is maximum, which leads to the greatest positive temperature anomaly (up to 10 K) at altitudes of 60–80 km in the latitudinal zone from 55 to 90. However, in January, with El Niño and eQBO, the RMC is the weakest, which leads to a negative temperature anomaly (up to –6...–8 K). The weakest transfer is recorded in El Niño and wQBO conditions in February.

Keywords: Polar stratosphere, residual meridional circulation, quasi-biennial oscillation, El Niño – Southern oscillation

Golovko Anastasia Germanovna — research laboratory assistant, golovko01@mail.ru

Koval Andrey Vladislavovich — associate professor, doctor of physical and mathematical sciences koval_spbu@mail.ru

Ermakova Tatyana Sergeevna — associate professor, candidate of physical and mathematical sciences, taalika@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ИНВЕРСИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЕРЕНОС ИОНОВ КИСЛОРОДА ИЗ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ НА ЛУНУ

Е. Д. Горяной^{1,2}, О. О. Царева², В. Ю. Попов^{1,2,3}

¹ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
Москва, Россия

² Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

³ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

Во время инверсии магнитное поле Земли ослабевает и принимает преимущественно квадрупольную конфигурацию. За счёт этого отток ионов кислорода из магнитосферы Земли увеличивается, что приводит к более интенсивному накоплению Луной ионов кислорода. Для проверки данной гипотезы были численно рассчитаны траектории движения ионов кислорода O^+ в ослабленной магнитосфере. Было выяснено, что хотя количество ионов кислорода, покидающих магнитосферу Земли, увеличивается, доля частиц, долетающих до поверхности Луны, составляет 0,01–0,1 % при $B_{imf,x} = 0$, $B_{imf,z} \neq 0$ или 2% при $B_{imf,z} = 0$, $B_{imf,x} \neq 0$, где B_{imf} — межпланетное магнитное поле. Таким образом, во время геомагнитной инверсии скорость накопления Луной воды составляет от 3 до 61 м³ в год.

Ключевые слова: инверсия магнитного поля, вода на Луне, магнитосфера Земли

ВВЕДЕНИЕ

Одна из гипотез происхождения воды на Луне предполагает, что часть земной атмосферы, потерянной в прошлом, сохранилась в лунном реголите. Ионы кислорода (O^+), вылетающие из верхних слоёв атмосферы Земли, движутся вдоль линий магнитного поля. Когда Луна проходит через магнитосферный хвост Земли, часть этих ионов достигает поверхности Луны и соединяется с протонами солнечного ветра, образуя воду и гидроксильные группы (OH^-).

На протяжении истории Земли скорость накопления O^+ в лунном реголите менялась под воздействием нескольких факторов: 1) увеличение расстояния между Землёй и Луной; 2) кратковременные изменения солнечной активности; 3) долговременные изменения геомагнитного поля. Предполагается (Kletetschka et al., 2022), что когда геомагнитное поле было недостаточно развито или даже отсутствовало в древние времена, накопление O^+ было более интенсивным из-за усиленной диссипации атмосферы. Для проверки этого утверждения было проведено исследование переноса ионов кислорода из ионосферы Земли на Луну в ослабленном геомагнитном поле во время её инверсии.

Геомагнитная инверсия — это изменение направления дипольного магнитного поля Земли. Геомагнитные инверсии происходят хаотически с интервалами от десятков тысяч до миллионов лет и с длительностью от нескольких сотен до сотен тысяч лет. Согласно модели геодинамо (Glatzmaier, Roberts, 1995), во время инверсии магнитное поле ослабевает и принимает преимущественно квадрупольную конфигурацию. Мы моделируем осесимметричную квадрупольную конфигурацию, способствующую потере ионов не только из полярных областей, но из экваториальной области, и предполагаем, что скорость потерь ионов O^+ увеличится в два раза.

Горяной Егор Дмитриевич — бакалавр, edgoryanoy@edu.hse.ru

Царева Ольга Олеговна — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Попов Виктор Юрьевич — ведущий научный сотрудник, доктор физико-математических наук

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Для описания магнитосферы была выбрана цилиндрическая теоретико-потенциальная модель (Voigt, 1980), развитая на квадрупольный случай в работе (Stadelmann, 2004). В модели пространство делится на четыре области — дневное полушарие (1), ночной цилиндр (2), внешняя часть полушария (3) и внешняя часть цилиндра (4):

$$\mathbf{V}_{in,dayside} = \mathbf{V}_{quad} + (1 - C_i)\mathbf{V}_{cfi} + C_a\mathbf{V}_{imf}, \quad \mathbf{V}_{out,dayside} = (1 - C_a)\mathbf{V}_{cfa,dayside} + \mathbf{V}_{imf},$$

$$\mathbf{V}_{in,nightside} = \mathbf{V}_{tail} + C_a\mathbf{V}_{imf}, \quad \mathbf{V}_{out,nightside} = \mathbf{V}_{cfa,nightside} + \mathbf{V}_{imf},$$

где \mathbf{V}_{quad} — собственное квадрупольное магнитное поле планеты; \mathbf{V}_{cfi} — поля, создаваемые токами Чепмена — Ферраро; \mathbf{V}_{tail} — магнитное поле в хвостовой области и \mathbf{V}_{imf} — межпланетное магнитное поле; C_a и C_i — константы взаимодействия, которые сшивают наши области.

Все формулы для конфигурации магнитного поля справедливы для М-системы координат, которая задаётся смещением геоцентрической системы координат (англ. Geocentric Solar Ecliptic System — GSE) на пять радиусов Земли и поворотом вокруг оси y , как изображено на рис. 1.

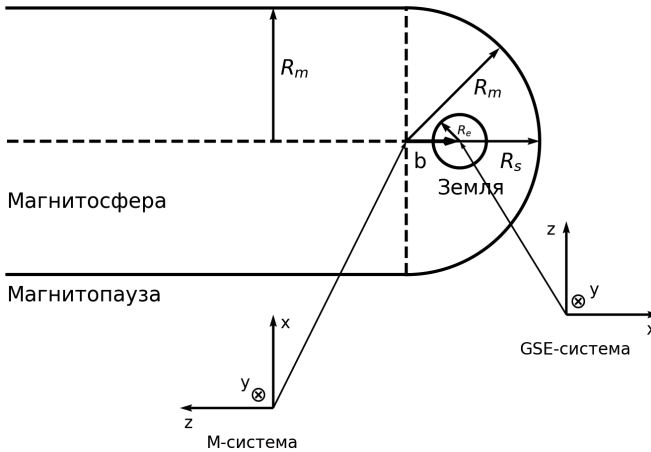


Рис. 1. Схемы М- и GSE-системы координат

Потенциал собственного квадрупольного магнитного поля Земли выражается как

$$u_{quad} = \frac{\mathbf{r}_{gse}^T \mathbf{Q}_{gse} \mathbf{r}_{gse}}{8\pi r_{gse}^5},$$

где \mathbf{Q}_{gse} — тензор квадрупольного момента, компоненты которого Q_{xx} , Q_{xy} , Q_{xz} , Q_{yy} , Q_{yz} выражаются через коэффициенты Гаусса g и h как

$$Q_{xx} = \frac{4\pi R_e^4}{\mu_0} (-g_2^0 + \sqrt{3} \cdot g_2^2), \quad Q_{xy} = \frac{4\pi R_e^4}{\mu_0} \sqrt{3} \cdot h_2^2, \quad Q_{xz} = \frac{4\pi R_e^4}{\mu_0} \sqrt{3} \cdot g_2^1,$$

$$Q_{yy} = \frac{4\pi R_e^4}{\mu_0} (-g_2^0 - \sqrt{3} \cdot g_2^2), \quad Q_{yz} = \frac{4\pi R_e^4}{\mu_0} \sqrt{3} \cdot g_2^1.$$

Коэффициенты Гаусса взяты из модели IGRF-13 (англ. International Geomagnetic Reference Field), в нашей модели осесимметричного поля все коэффициенты, кроме g_2^0 равны нулю.

Потенциал токов Чепмена–Ферраро вне полусферы задаётся следующим уравнением:

$$u_{cfa,dayside}(r,\theta,\lambda) = -\frac{R_m^3}{2\mu_0 r^2} \left(\begin{array}{l} B_{imf,z} P_1^0(\cos\theta) + B_{imf,x} P_1^1(\cos\theta)\cos\lambda + \\ + B_{imf,y} P_1^1(\cos\theta)\sin\lambda \end{array} \right),$$

где r , θ , λ — координаты сферической М-системы координат; P_n^m — присоединённые многочлены Лежандра; R_m — характерный радиус цилиндра.

Потенциал токов Чепмена–Ферраро вне хвоста описывается следующим образом:

$$u_{cfa,nightside}(\rho,\varphi,z) = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{R_m^2}{\rho} (B_{imf,x} \cos\varphi + B_{imf,y} \sin\varphi),$$

где ρ , φ , z — координаты в цилиндрической М-системе.

Потенциал поля, создаваемого токами Чепмена–Ферраро, внутри полусферы на дневной стороне описывается следующим уравнением:

$$u_{cft}(r,\theta,\lambda) = \frac{1}{4\pi b^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\begin{array}{l} \frac{n+1}{n} \left(-\frac{b}{R_m} \right)^{n+1} \left(\frac{r}{R_m} \right)^n \times \\ -n \frac{n-1}{4b} Q_{xx} P_n^0(\cos\theta) + \\ + \left(\frac{n-1}{3b} Q_{xz} \cos\lambda + \frac{n-1}{3b} Q_{xy} \sin\lambda \right) P_n^1(\cos\theta) + \\ + \frac{1}{6b} \left(\left(\frac{1}{2} Q_{xx} + Q_{yy} \right) \cos 2\lambda - Q_{yz} \sin 2\lambda \right) P_n^2(\cos\theta) \end{array} \right)$$

Потенциал поля внутри хвоста магнитосферы задаётся следующим выражением:

$$u_v(\rho,\varphi,z) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=0}^{\infty} \left(\begin{array}{l} Q_{xx} a_{0,i}^q J_0 \left(\frac{x_{0,i}\rho}{R_m} \right) e^{-x_{0,i}z/R_m} + \\ + (Q_{xz} \cos\varphi + Q_{xy} \sin\varphi) a_{1,i}^q J_1 \left(\frac{x_{1,i}\rho}{R_m} \right) e^{-x_{1,i}z/R_m} + \\ + \left(\frac{1}{2} Q_{xx} + Q_{yy} \right) \cos(2\varphi) a_{2,i}^q J_2 \left(\frac{x_{2,i}\rho}{R_m} \right) e^{-x_{2,i}z/R_m} + \\ + Q_{yz} \sin(2\varphi) a_{2,i}^q J_2 \left(\frac{x_{2,i}\rho}{R_m} \right) e^{-x_{2,i}z/R_m} \end{array} \right),$$

где $x_{k,i}$ — нули производных k -го порядка функций Бесселя. Коэффициенты определяются следующим образом:

$$a_{k,i}^q = \frac{2}{R_m^2 [1 - (k/x_{k,i})^2] [J_k(x_{k,i})]^2} \int_0^{R_m} f_k^q(\rho) J_k \left(\frac{x_{k,i}\rho}{R_m} \right) \rho d\rho,$$

$$f_0^q = \frac{(1/2)\rho^2 + b^2}{2(\rho^2 + b^2)^{5/2}} - \frac{1}{4b^3} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ (n+1) \cdot (n-1) \left(\frac{-b}{R_m} \right)^{n+1} \left(\frac{\rho}{R_m} \right)^n P_n^0(0) \right\},$$

$$f_1^q = \frac{-\rho b}{(\rho^2 + b^2)^{5/2}} + \frac{1}{3b^3} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{(n+1) \cdot (n-1)}{n} \left(\frac{-b}{R_m} \right)^{n+1} \left(\frac{\rho}{R_m} \right)^n P_n^1(0) \right\},$$

$$f_2^q = \frac{-\rho^2}{2(\rho^2 + b^2)^{5/2}} - \frac{1}{6b^3} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{n+1}{n} \left(\frac{-b}{R_m} \right)^{n+1} \left(\frac{\rho}{R_m} \right)^n P_n^2(0) \right\}.$$

Магнитное поле выражается через потенциал взятием градиента в соответствующей системе координат $\mathbf{B} = -\mu_0 \nabla u$. К компонентам магнитного поля в хвосте добавляются компоненты с λ : $\mathbf{B}_{tail} = [\mathbf{B}_v(\rho, \varphi, z) + \lambda \mathbf{B}_v(\rho, \varphi, \lambda z)]/2$. На рис. 2 показаны силовые линии заданного магнитного поля Земли.

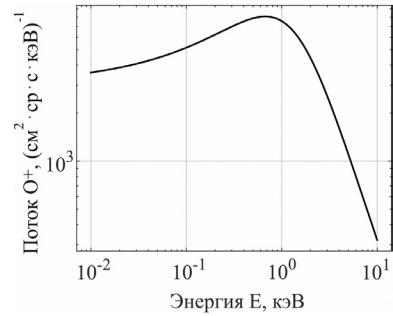
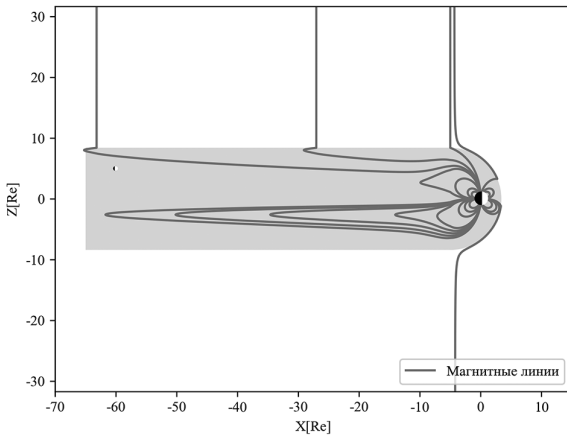


Рис. 2. Силовые линии магнитосферы с параметрами $\mathbf{B}_{mf} = (0, 0, -5)$ нТл, $\lambda = 0$, $C_a = 0,005$, $C_i = 0,9$

Рис. 3. Дифференциальный спектр энергии потока ионов кислорода

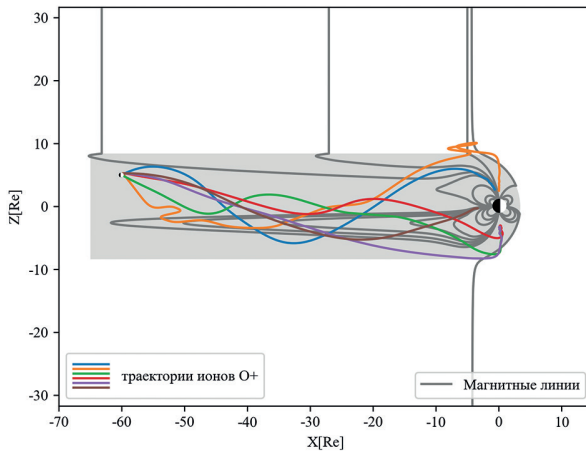


Рис. 4. Траектории ионов кислорода при параметрах поля $\mathbf{B}_{mf} = (0, 0, -5)$ нТл, $\lambda = 0$, $C_a = 0,005$, $C_i = 0,9$

Частицы, имитирующие ионы O^+ , в количестве 1 млн равномерно запускались в областях магнитосферных каспов на расстоянии от 2,4 до 3,4 радиусов Земли (R_E) от центра во всех направлениях. Начальное распределение по энергии представляет собой каппа-распределение (рис. 3, см. с. 36) и соответствует современным данным спутниковой миссии Cluster (Ren et al., 2023).

В нашей модели радиус орбиты Луны составляет $60R_E$. Траектории движения ионов O^+ , пересекающих круговую орбиту Луны, представлены на рис. 4 (см. с. 36).

РЕЗУЛЬТАТЫ

По распределению энергии (рис. 5) видно, что ограничение снизу составляет 270 кэВ, в то время как максимальная энергия составляет 5 МэВ. Аппарат Kaguya (JAXA) также обнаружил, что во время прохождения Луны через плазменный слой магнитосферного хвоста околоразностное пространство заполнено ионами O^+ с энергией 1–10 кэВ (Krcelic et al., 2020).

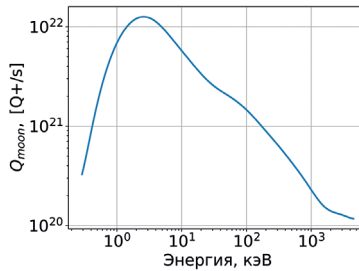


Рис. 5 Скорость накопления O^+ Луной при параметрах поля $\mathbf{V}_{inf} = (0, 0, -5)$ нТл, $\lambda = 0$, $C_a = 0,005$, $C_i = 0,9$

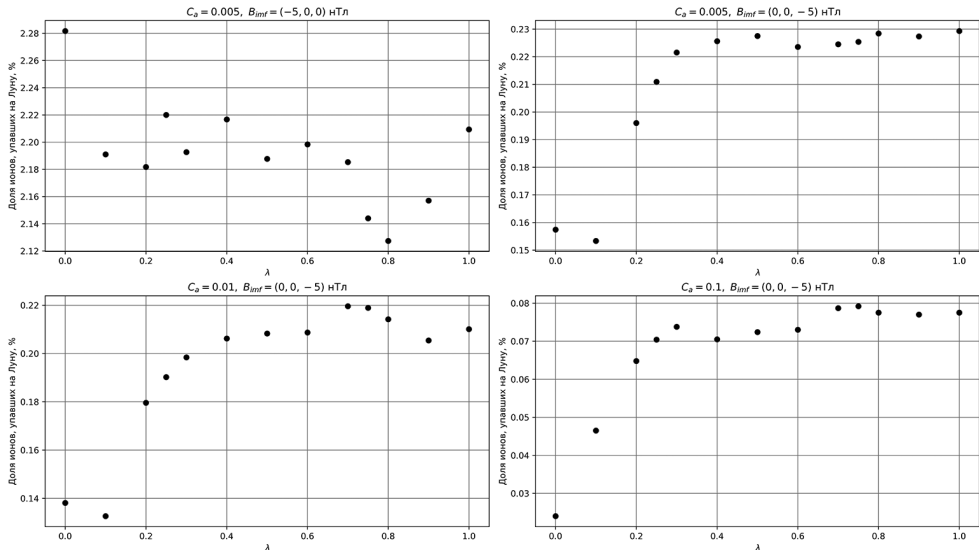


Рис. 6. Доля (в %) ионов кислорода, достигающих Луны в различных конфигурациях магнитосферы

Как видно из полученных графиков (рис. 6, см. с. 37), доля падающих ионов кислорода сильно зависит от константы C_a и направления межпланетного магнитного поля. При этом явная зависимость от растяжения хвоста λ видна только в случаях, когда \mathbf{V}_{imf} направлен вертикально. Чем больше λ , тем хвост магнитосферы сильнее вытянут и больше частиц достигает Луны. Когда \mathbf{V}_{imf} направлен параллельно хвосту магнитосферы, доля ионов, достигающих Луны во время геомагнитной инверсии, максимальна.

В исследовании (Krcelic et al., 2020) предполагалось, что около 5 % теряемого Землёй кислорода откладывается в реголит Луны за её полный оборот вокруг Земли. Наши результаты показывают, что только 0,1–2 % ионов кислорода смогут достигнуть Луны во время геомагнитной инверсии. Следовательно, гипотеза работы (Krcelic et al., 2020) о том, что значительный вклад в накопление Луной ионов кислорода сыграло ослабленное геомагнитное поле Земли, неверна, поскольку доля ионов в лучшем случае сравнима с долей ионов, достигаемой в дипольной магнитосфере, не смотря на то, что доля ионов, покидающих магнитосферу, действительно увеличивается. Таким образом, согласно рис. 6, Луна способна накопить примерно от 3 до 61 м³ воды в год во время геомагнитной инверсии.

ЛИТЕРАТУРА

- Glatzmaier G. A., Roberts P. H. A three-dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic field reversal // *Nature*. 1995. V. 377. No. 6546. P. 203–209. DOI: 10.1038/377203a0.
- Kletetschka G., Klokocnik J., Hasson N. et al. Distribution of water phase near the poles of the Moon from gravity aspects // *Scientific Reports*. 2022. V. 12(1). Article 4501. 9 p. DOI: 10.1038/s41598-022-08305-x.
- Krcelic P., Haaland S., Maes L. et al. Estimating the fate of oxygen ion outflow from the high-altitude cusp // *Annales Geophysicae*. 2020. V. 38. P. 491–505. DOI: 10.5194/angeo-38-491-2020.
- Ren J., Zong Q., Fu S. et al. The dynamics of Earth's cusp in response to the interplanetary shock // *Universe*. 2023. V. 9(3). Article 143. 11 p. DOI: 10.3390/universe9030143.
- Stadelmann A. *Globale Effekte einer Erdmagnetfeldumkehrung: Magnetosphärenstruktur und kosmische Teilchen*. Berlin: Copernicus GmbH, 2004. <https://doi.org/10.24355/dbbs.084-200603150100-30>
- Voigt G. A mathematical magnetospheric field model with independent physical parameters // *Planetary and Space Science*. 1980. V. 29. P. 1–20. DOI: 10.1016/0032-0633(81)90134-3.

EFFECT OF GEOMAGNETIC FIELD REVERSAL ON THE TRANSPORT OF OXYGEN IONS FROM THE EARTH'S IONOSPHERE TO THE MOON

E. D. Goryanoy^{1,2}, O. O. Tsareva², V. Y. Popov^{1,2,3}

¹ Higher School of Economics National Research University, Moscow, Russia

² Space Research Institute RAS, Moscow, Russia

³ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

During a geomagnetic reversal, the Earth's magnetic field becomes weakened and takes on a predominantly quadrupolar configuration. Due to this, the outflow of oxygen ions from the Earth's magnetosphere increases, which leads to a more intense accumulation of oxygen ions by the Moon.

To test this hypothesis, the trajectories of oxygen ions O^+ in a weakened magnetosphere were numerically calculated. It was found that although the number of oxygen ions escaping the Earth's magnetosphere increases, the percentage of particles reaching the lunar surface is 0.01–0.1 % at $B_{imf,x} = 0$, $B_{imf,z} \neq 0$ or 2 % at $B_{imf,z} = 0$, $B_{imf,x} \neq 0$, where \mathbf{B}_{inf} is the interplanetary magnetic field. Thus, during the geomagnetic reversal, the rate of lunar water accumulation does not exceed 100 m^3 per year.

Keywords: geomagnetic reversal, Moon water, Earth's magnetosphere

Goryanov Egor Dmitrievich — bachelor, edgoryanov@edu.hse.ru

Tsareva Olga Olegovna — researcher, candidate of physical and mathematical sciences,

Popov Victor Yurievich — leading researcher, doctor of physical and mathematical sciences

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

С. Б. Дертеев, М. Е. Сапралиев, Б. Б. Михальев

Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова
Элиста, Россия

Проводится анализ дисперсии акустических волн в разреженной высокотемпературной плазме солнечной короны и её роли в распространении возмущений, имеющих место в короне. Мы считаем, что квазипериодические осцилляции, которые регистрируются при наблюдении распространяющихся возмущений в корональных дырах и петлях, формируются в результате совместного эффекта дисперсии и затухания волн сжатия. Наблюдения и вейвлет-анализ показывают, что у них спектры имеют непрерывный характер, где периоды выделяют по подходящим максимумам. Форма спектров характерна для локализованных возмущений. Изучение базируется на предложенной нами ранее ясной модели неадиабатических волн в высокотемпературной плазме, учитывающей свойства теплопроводности, радиационного охлаждения и постоянного нагрева.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма солнечной короны, теплопроводность и излучение корональной плазмы, акустические волны, затухание и дисперсия акустических волн, квазипериодические колебания, корональная сейсмология

В приближении одномерных линейных неадиабатических волн, дисперсионное соотношение имеет следующий вид (Derteev et al., 2023; Mikhalyaev et al., 2023):

$$\frac{\tilde{\omega}^3}{\tilde{n}_0^3} + i \frac{\tilde{\omega}^2}{\tilde{n}_0^2} \left(B_1 \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{n}_0^2} + B_2 \right) - \frac{\tilde{\omega}}{\tilde{n}_0} \tilde{C}_s^2 \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{n}_0^2} + i \frac{1}{\gamma} \left(-B_1 \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{n}_0^2} - B_2 + B_3 \right) \tilde{C}_s^2 \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{n}_0^2} = 0,$$

$$B_1 = \frac{(\gamma - 1) M m(k)^2}{R m(\rho) m(\omega)} \kappa(T_0), \quad B_2 = \frac{(\gamma - 1) M}{R m(\omega)} m(\rho) \Lambda'(T_0), \quad B_3 = \frac{(\gamma - 1) M}{R T_0 m(\omega)} m(\rho) \Lambda(T_0).$$

где знаком «тильда» обозначены безразмерные величины; i — мнимая единица; C_s — скорость звука; k — волновое число; ρ — плотность, γ — показатель адиабаты; R — универсальная газовая постоянная; M — молярная масса; $m(\rho)$ — масштаб плотности; Λ — функция радиационных потерь; B_1, B_2, B_3 — безразмерные коэффициенты; $n_0, \times 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $T_0, \times 10^6 \text{ К}$ — равновесные состояния концентрации и температуры, при этом масштабы частоты, волнового числа, расстояния и скорости; $m(\omega) = 0,1 \text{ с}^{-1}$, $m(k) = 10^{-6} \text{ м}^{-1}$, $m(x) = 10^6 \text{ м}$, $m(C_s) = 10^5 \text{ мс}^{-1}$. Коэффициент теплопроводности представляет собой «классическое» спитцеровское выражение: $\kappa(T_0) = 2,28 \cdot 10^{-11} T^{5/2} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$. Теплопроводность формирует локальный минимум групповой скорости, разделяющий группы волн с короткими и длинными периодами (рис. 1, см. с. 41). Волны первой группы имеют сильную дисперсию и слабое затухание, волны второй группы обладают обратными свойствами. Подобный эффект приводит к тому, что начальное импульсное возмущение со временем приобретает треугольную форму, в которой указанные группы составляющих явно отделяются. В вейвлет-спектре появляются два максимума, сам

Дертеев Сергей Бадмаевич — научный сотрудник, derteevsergei@mail.ru

Сапралиев Михаил Евгеньевич — младший научный сотрудник
mikhailsapraliev@gmail.com

Михальев Бадма Борисович — заведующий кафедрой теоретической физики, доктор физико-математических наук, bbmikh@mail.ru

спектр имеет также треугольный вид (рис. 2–3). Мы предполагаем, что волны треугольной формы действительно могут возникать в короне под действием мелко-масштабных возмущений в нижней атмосфере. Многочисленные наблюдения показывают существование таких возмущений.

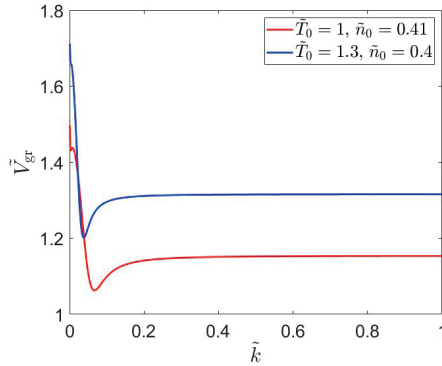


Рис. 1. Зависимость групповой скорости (V_{gr}) от волнового числа

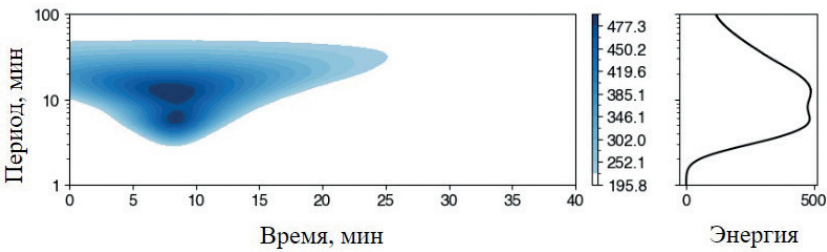


Рис. 2. Вейвлет-спектр $\tilde{n}_0 = 0,41$, $\tilde{T}_0 = 1$, $\tilde{d} = 6,1$, $\tilde{x} = 57$

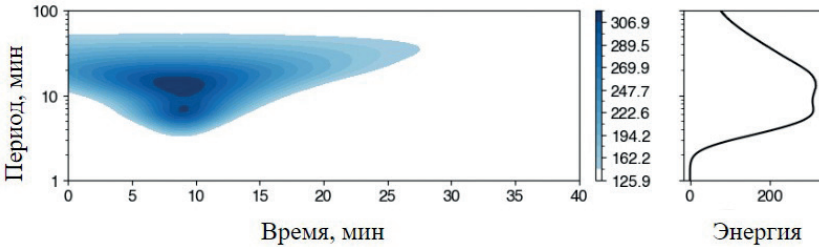


Рис. 3. Вейвлет-спектр $\tilde{n}_0 = 0,4$, $\tilde{T}_0 = 1,3$, $\tilde{d} = 10$, $\tilde{x} = 93$

Волновой пакет рассмотрим в виде интеграла Фурье (Oliver et al., 2014; 2015)

$$\rho = \varepsilon \rho_0 \int_0^{k_{\max}} F(k) e^{-\delta(k)t} \cos(kx - \omega(k)t) dk,$$

а начальное распределение в виде распределения Гаусса

$$F(k) = e^{-d^2 k^2 / 4},$$

где d , мм — имеет смысл длины начального импульса и от этой величины также существенно зависит вейвлет-спектр; ε — малый параметр; k_{\max} — максимальное значение волнового числа; $F(k)$ — спектральная функция; $\delta(k)$ — коэффициент затухания; t — время. Для вейвлет-анализа выберем вейвлет Морле (τ — параметр вейвлета) (De Moortel et al., 2000)

$$f(\tau) \sim e^{-\tau^2/2} e^{i6\tau}.$$

Для примера выберем два случая, когда наблюдаются два периода, в работах (Krishna Prasad et al., 2012; Marsh et al., 2009). Согласно используемой модели и выбранному подходу по вейвлет-анализу, вейвлет-спектры показаны на рис. 2 и 3, соответственно.

Тем самым удалось «подобрать» значения плотности в наблюдаемых областях при заданной температуре и известных значениях периодов. В данном случае значения периодов получились очень близкими к наблюдаемым, а именно, в первом случае «короткий» период $P_s = 6,6$ мин, а «длинный» $P_l = 12,2$ мин, для второго — $P_s = 8,3$ мин, $P_l = 17,5$ мин.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования РФ «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений» (№ 075-03-2024-113).

ЛИТЕРАТУРА

- De Moortel I., Ireland J., Walsh R. Observation of oscillations in coronal loops // *Astronomy and Astrophysics*. 2000. V. 355. P. L23–L26.
- Derteev S., Shvidov N., Bembitov D., Mikhalyaev B. Damping and Dispersion of Non-Adiabatic Acoustic Waves in a High-Temperature Plasma: A Radiative-Loss Function // *Physics*. 2023. V. 5(1). P. 215–228. <https://doi.org/10.3390/physics5010017>.
- Krishna Prasad S., Banerjee D., Singh J. Oscillations in active region fan loops: observations from EIS/Hinode and AIA/SDO // *Solar Physics*. 2012. 281(1). P. 67–85. <http://doi.org/10.1007/s11207-012-0098-2>.
- Marsh M. S., Walsh R. W., Plunkett S. 3D coronal slow modes: towards 3D seismology // *Astrophysical J.* 2009. V. 697. P. 1674–1680. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/697/2/1674>.
- Mikhalyaev B. B., Derteev S. B., Shvidov N. K. et al. Acoustic waves in a high-temperature plasma II. Damping and instability // *Solar Physics*. 2023. V. 298. Iss. 9. Article 102. <https://doi.org/10.1007/s11207-023-02196-5>.
- Oliver R., Ruderman M. S., Terradas J. Propagation and dispersion of transverse wave trains in magnetic flux tubes // *Astrophysical J.* 2014. V. 789(1). Article 48. 20 p. DOI: 10.1088/0004-637X/789/1/48.
- Oliver R., Ruderman M. S., Terradas J. Propagation and dispersion of sausage wave trains in magnetic flux tubes // *Astrophysical J.* 2015. V. 806(1). Article 56. 16 p. DOI: 10.1088/0004-637X/806/1/56.

QUASI-PERIODIC OSCILLATIONS IN A HIGH-TEMPERATURE PLASMA

S. B. Derteev, M. E. Sapraliev, B. B. Mikhalyaev

Kalmyk State University named after B. B. Gorodovikov, Elista, Russia

An analysis of the acoustic wave dispersion in a rarefied high-temperature plasma of the solar corona and its role in the propagating disturbances occurring in the corona. We believe that quasi-periodic

oscillations, which are recorded when observing propagating disturbances in the coronal holes and loops, are formed as a result of the combined effect of dispersion and damping of compressive waves. Observations and wavelet analysis show that their spectra are continuous, where periods are distinguished by suitable maxima. The shape of the spectra is characteristic of localized disturbances. The study is based on our previously proposed clear model of non-adiabatic waves in a high-temperature plasma, which takes into account the properties of thermal conductivity, radiative cooling and constant heating.

Keywords: high-temperature plasma of the solar corona, thermal conduction and radiation of coronal plasma, acoustic waves, damping and dispersion of acoustic waves, quasi-periodic oscillations, coronal seismology

Derteev Sergei Badmaevich — research, derteevsergei@mail.ru

Sapraliev Mikhail Evgenyevich — junior researcher, mikhailsapraliev@gmail.com

Mikhalyaev Badma Borisovich — head of the department of theoretical physics, doctor of physical and mathematical sciences, bbmikh@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ВОДЫ И ХЛОРА ПО ОЦЕНКАМ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИБОРА ДАН В ОБЛАСТИ ГРИНХЬЮ КРАТЕРА ГЕЙЛ

М. В. Дьячкова, С. Ю. Никифоров, Д. И. Лисов, М. Л. Литвак, И. Г. Митрофанов

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Динамическое альбедро нейтронов (ДАН) — активный нейтронный спектрометр на борту марсохода НАСА «Кьюриосити». Этот прибор используется для измерения содержания водорода (водного эквивалента водорода, ВЭВ) и других поглощающих нейтроны элементов (эквивалентного хлора) в недрах Марса вдоль траверса марсохода на глубине около 50 см. Представлен анализ измерений прибора ДАН в регионе Гринхью. Этот геологический объект на Марсе, расположенный недалеко от подножия горы Шарп в кратере Гейл. Считается, что регион Гринхью образовался в результате эрозии окружающих пород.

Ключевые слова: ДАН, Марс, Кьюриосити, кратер Гейл, вода, водный эквивалент водорода

ПРИБОР ДАН

Основная идея эксперимента «Динамическое Альбедро Нейтронов» (ДАН) основана на методе нейтронно-активационного анализа с целью изучения свойств марсианского грунта на основе его облучения короткими импульсами нейтронов высоких энергий (Hardgrove et al., 2011; Litvak et al., 2014; Mitrofanov et al., 2014). Прибор состоит из двух блоков: импульсного генератора нейтронов, облучающего поверхность короткими нейтронными импульсами, и блока детекторов, состоящего из счётчиков потока надтепловых и тепловых нейтронов.

Прибор ДАН обеспечивает два различных подхода к измерениям, основанных на источнике нейтронов: активном и пассивном. Активные измерения проводятся с использованием импульсного генератора нейтронов, который выдаёт двухмикросекундные импульсы нейтронов с энергией 14 МэВ и частотой 10 Гц. В активном режиме прибор отдельно контролирует постимпульсную нейтронную эмиссию как в тепловом и эпитепловом, так и в надтепловом диапазоне энергий. В пассивном режиме проводятся измерения нейтронов, генерируемых естественным путём в поверхности под марсоходом и возникающих из двух основных источников: нейтронного излучения, вызванного галактическими космическими лучами, и нейтронов от многоцелевого радиоизотопного термоэлектрического генератора марсохода.

При активном измерении профили времени регистрации нейтронов после импульса сравниваются с численной моделью, которая имитирует транспорт нейтронов через материю поверхности Марса. Эталонные профили, созданные моделью, представляют собой параметры водного эквивалента водорода (ВЭВ) и других поглощающих нейтроны элементов (эквивалентного хлора) (Lisov et al., 2018). Активные измерения выполняются только во время остановок марсохода.

Дьячкова Майя Викторовна — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, djachkova@np.cosmos.ru

Никифоров Сергей Юрьевич — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Лисов Денис Игоревич — младший научный сотрудник

Литвак Максим Леонидович — заведующий лабораторией, доктор физико-математических наук

Митрофанов Игорь Георгиевич — заведующий отделом, доктор физико-математических наук

Пассивные измерения обнаруживают нейтроны, которые естественным образом возникают в поверхности Марса, когда импульсный нейтронный генератор прибора ДАН отключён. Прибор ДАН непрерывно измеряет профиль нейтронных данных. Для получения непрерывного временного профиля содержания ВЭВ в поверхности на основе пассивных измерений ДАН был использован метод, получивший название «Метод привязки по активным данным» (*англ.* Method of Referencing by Active Data — MRAD) (Nikiforov et al., 2020). Этот метод использует эмпирически установленные корреляции между пассивными нейтронными измерениями и значениями ВЭВ и эквивалентного хлора, определёнными на основе активных измерений.

Результатом анализа данных ДАН стала изменчивость содержания ВЭВ и эквивалентного хлора между различными геологическими районами кратера Гейла (Nikiforov et al., 2024).

Как правило, более высокие значения ВЭВ указывают на более высокое содержание воды, поскольку водород является эффективным рассеивателем нейтронов, поэтому увеличение количества воды приводит к большему рассеянию нейтронов в недрах. Эквивалентный хлор предоставляет информацию о содержании других элементов, поглощающих нейтроны, в основном хлора и железа. Параметр эквивалентного хлора можно преобразовать в фактическое содержание хлора (Sanin et al., 2015). Существует положительная связь между параметрами ВЭВ и эквивалентным хлором, указывающая на то, что более высокие значения ВЭВ соответствуют более высоким значениям эквивалентного хлора. Это позволяет предположить, что более высокие значения ВЭВ и эквивалентного хлора связаны с более гидратированной поверхностью.

ИЗМЕРЕНИЯ В РЕГИОНЕ ГРИНХЬЮ

Измерения, проведённые в геологическом регионе Гринхью показали заметную разницу в содержании ВЭВ и эквивалентного хлора между его склонами и верхней частью.

В ходе исследований геологического региона Гринхью марсоход «Кьюриосити» осуществил две кампании по его изучению. На первом этапе марсоход выполнил целенаправленный траверс к северному краю фронтона (квадрат 1 на рис. 1, см. с. 46). Впоследствии марсоход обогнул обширное дюнное поле, прежде чем достичь центральной части фронтона (квадрат 2 на рис. 1).

В целом часть кратера Гейл, содержащая регион Гринхью, характеризуется озёрными аргиллитами. Орбитальные наблюдения выявили спектральную характеристику, указывающую на наличие слоистых силикатов в этом регионе, а также разнообразную минералогию, состоящую из карбонатов и оксидов железа (Bennett et al., 2022; Thorpe et al., 2022). Эта совокупность предполагает потенциальное смешение озёрных и подземных вод в регионе.

Согласно представлениям о геологическом строении кратера Гейл, регион Гринхью перекрыт формацией Стимсон, которая возможно образует самую верхнюю часть региона (Vanham et al., 2018).

Измерения ДАН проводились по всему геологическому региону. Максимальное содержание ВЭВ в верхней части региона составляет 7,3 мас. %, тогда как содержание ВЭВ в нижней части колеблется от 1 до 2 мас. %. Аналогичным образом содержание эквивалентного хлора достигает максимума в 2,8 мас. % в верхней части и варьируется от 0,4 до 0,9 мас. % на склонах региона.

Измерения ДАН вершины и склонов региона Гринхью показывают различия как в содержании ВЭВ, так и в содержании эквивалентного хлора: поверхность в верхней части региона более гидратирована, чем поверхность склонов (рис. 2).

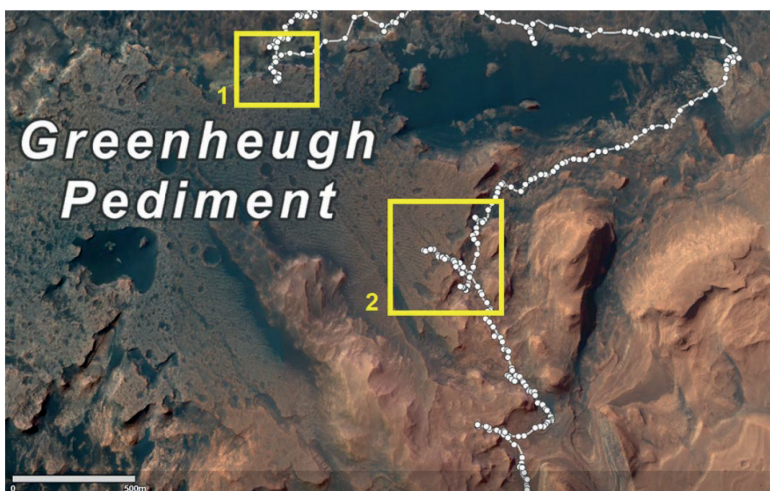


Рис. 1. Измерения ДАН в геологическом регионе Гринхью. Жёлтыми квадратами отмечены районы измерений, выполненные в разное время

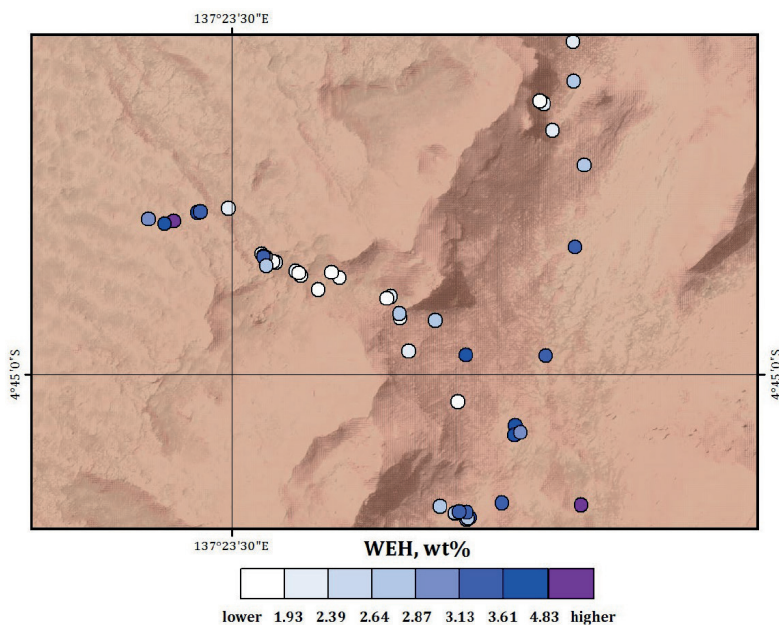


Рис. 2. Активные измерения ДАН в геологическом регионе Гринхью

Эти результаты могут отражать разнообразные геологические процессы, которые с течением времени сформировали регион. Верхняя часть региона Гринхью по-видимому должна была быть более устойчивой к эрозии, чем нижележащий материал, поскольку в противном случае её обширная поверхность была бы расчленена эрозией. Это предотвратило обнажение нижележащих богатых глиной пород, и в результате в верхней части фронтона сформировались условия для большего содержания воды. Если бы верхняя часть фронтона была менее устойчивой, богатые глиной породы были бы размыты.

Кроме того, данные ДАН коррелируют с данными прибора ChemCam, также установленном на марсоходе «Кьюриосити», о более высоком содержании водорода в формации Стимсон, которая перекрывает регион Гринхью (Bedford et al., 2018).

ЛИТЕРАТУРА

- Banham S. G., Gupta S., Rubin D. M. et al.* Ancient Martian aeolian processes and palaeomorphology reconstructed from the Stimson formation on the lower slope of Aeolis Mons, Gale crater, Mars // *Sedimentology*. 2018. V. 65. Iss. 4. P. 993–1042. <https://doi.org/10.1111/sed.12469>.
- Bedford C. C., Schwenger S. P., Bridges J. C. et al.* Geochemical variation in the Stimson formation of Gale crater: Provenance, mineral sorting, and a comparison with modern Martian dunes // *Icarus*. 2018. V. 341. Article 113622. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.113622>.
- Bennett K. A., Fox V. K., Bryk A. et al.* The Curiosity rover's exploration of Glen Torridon, Gale crater, Mars: an overview of the campaign and scientific results // *J. Geophysical Research: Planets*. 2022. V. 128. Iss. 1. Article e2022JE007185. <https://doi.org/10.1029/2022JE007185>.
- Hardgrove C., Moersch J., Drake D.* Effects of geochemical composition on neutron die-away measurements: implications for Mars Science Laboratory's dynamic albedo of neutrons experiment // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2011. V. 659. Iss. 1. P. 442–455. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.08.058>.
- Litvak M. L., Mitrofanov I. G., Sanin A. B. et al.* Local variations of bulk hydrogen and chlorine-equivalent neutron absorption content measured at the contact between the Sheepbed and Gillespie Lake units in Yellowknife Bay, Gale Crater, using the DAN instrument onboard Curiosity // *J. Geophysical Research: Planets*. 2014. V. 119. Iss. 6. P. 1259–1275. <https://doi.org/10.1002/2013JE004556>.
- Lisov D. I., Litvak M. L., Kozyrev A. S. et al.* Data processing results for the active neutron measurements by the DAN instrument on the Curiosity Mars rover // *Astronomy Letters*. 2018. V. 44(7). P. 482–489. DOI: 10.1134/s1063773718070034.
- Nikiforov S. Y., Mitrofanov I. G., Litvak M. L. et al.* Assessment of water content in Martian subsurface along the traverse of the Curiosity rover based on passive measurements of the DAN instrument // *Icarus*. 2020. V. 346. Article 113818. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.113818>.
- Nikiforov S. Y., Djachkova M. V., Gellert R. et al.* Water and chlorine in the Martian subsurface along the 27 km traverse of NASA's Curiosity rover according to DAN measurements: 2. Results for distinct geological regions // *J. Geophysical Research: Planets*. 2024. V. 129. Iss. 4. Article e2022JE007731. <https://doi.org/10.1029/2022JE007731>.
- Mitrofanov I. G., Litvak M. L., Sanin A. B. et al.* Water and chlorine content in the Martian soil along the first 1900 m of the Curiosity rover traverse as estimated by the DAN instrument // *J. Geophysical Research: Planets*. 2014. V. 119. Iss. 7. P. 1579–1596. <https://doi.org/10.1002/2013JE004553>.
- Sanin A. B., Mitrofanov I. G., Litvak M. L. et al.* Data processing of the active neutron experiment DAN for a Martian regolith investigation // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2015. V. 789. P. 114–127. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.03.085>.
- Thorpe M. T., Bristow T. F., Rampe E. B. et al.* Mars science laboratory CheMin Data from the Glen Torridon Region and the significance of lake-groundwater interactions in interpreting mineralogy and sedimentary history // *J. Geophysical Research: Planets*. 2022. V. 127(11). Article e2021JE007099. <https://doi.org/10.1029/2021JE007099>.

STUDY OF WATER AND CHLORINE CONCENTRATIONS USING DAN INSTRUMENT IN THE GREENHEUGH AREA OF GALE CRATER.

M. V. Djachkova, S. Y. Nikiforov, D. I. Lisov, M. L. Litvak, I. G. Mitrofanov

Space Research Institute RAS, Moscow, Russia

Dynamic Neutron Albedo (DAN) is an active neutron spectrometer onboard NASA Curiosity rover. This instrument is used to measure hydrogen (water equivalent hydrogen, WEH) and other neutron-absorbing elements (measured as Absorption Equivalent Chlorine) in the subsurface of Mars along the rover traverse at a depth of about 50 cm. This work is an analysis of the DAN instrument measurements in the Greenheugh area. This geological feature on Mars is located near the base of Mount Sharp in Gale Crater. The Greenheugh region is believed to have been formed by erosion of surrounding rocks.

Keywords: DAN, Mars, Curiosity, Gale crater, water, water equivalent hydrogen

Djachkova Maya Viktorovna — researcher, candidate of physical and mathematical sciences, djachkova@np.cosmos.ru

Nikiforov Sergey Yurievich — senior researcher, candidate of physical and mathematical sciences

Lisov Denis Igorevich — junior researcher

Litvak Maxim Leonidovich — head of laboratory, doctor of physical and mathematical sciences

Mitrofanov Igor Georgievich — head of department, doctor of physical and mathematical sciences

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММЫ PIVLAB ДЛЯ АНАЛИЗА ПОВЕДЕНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСАХ МАССЫ НА ПОВЕРХНОСТИ СОЛНЦА

В. Г. Каламанов

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Исследование скоростного поля космической плазмы при корональных выбросах массы на Солнце было проведено при помощи компьютерной программы PIVLab с целью установить способность данной программы анализировать высокоскоростные потоки космической плазмы. Исследование было проведено в два этапа: на первом (проверочном) была изучена возможность упомянутой программы исследовать высокоскоростные струйные потоки, а на втором этапе непосредственно был исследован видеофрагмент коронального выброса массы на Солнце. Результаты исследования оказались противоречивыми: несмотря на удовлетворительные результаты второго этапа эксперимента, программа испытывала трудности при анализе высокоскоростных потоков на первом этапе эксперимента.

Ключевые слова: корональные выбросы массы, космическая плазма, Солнце, механика, гидродинамика, математическое моделирование, PIVLab, MatLab

Корональные выбросы массы на Солнце — явление, сопровождающее солнечные вспышки, — одно из наиболее впечатляющих проявлений солнечной активности, интересующих множество научных групп по всему миру. Существующая модель корональных выбросов массы не способна объяснить некоторые особенности данного явления, которые стали известны лишь недавно, и необходимо её уточнение. Например, требует объяснения причина, почему в некоторых случаях пучок солнечной массы не может вырваться в межпланетное пространство, несмотря на достижение скорости V_{esc} , необходимой для преодоления гравитационного поля Солнца (Chen, 2011). Поэтому необходим инструмент, позволяющий оперативно проводить сортировку полученных с различных спутников материалов для группировки и каталогизации корональных выбросов массы по подобным признакам в целях установить причину различного влияния внутренних и внешних факторов на поведение космической плазмы.

Цель данного исследования — установить, способна ли гидродинамическая компьютерная программа PIVLab анализировать высокоскоростные потоки сплошной среды, а также определить возможность, или пределы возможности данной программы при исследовании космической плазмы на примере вычисления скоростного профиля потока.

Компьютерная программа PIVLab с графическим пользовательским интерфейсом использует архитектуру MatLab. Она построена на принципе Particle Image Velocimetry (цифровая трассерная визуализация), который позволяет определить скоростной профиль потока жидкости, фокусируясь на конкретных светящихся точках, фиксируя их положение на последовательных кадрах видео (Thielicke, Sonntag, 2021). После этого программа строит вектор изменения положения для последующего анализа. Затем следует процесс цифровой обработки: после проведения калибровки по заранее известной величине программа позволяет вычислить и визуализировать серию гидродинамических параметров. Существует опция сохранения данных, в том числе для последующей работы с ними в системе MatLab. Интересующей нас возможностью в данном случае является способность программы строить скоростное поле потока.

Исследование было проведено в два этапа. На первом этапе предполагалось решение модельной задачи в контролируемых условиях в целях оценки способности программы анализировать высокоскоростные и струйные потоки жидкости. Для этого в программе был исследован видеоматериал взрыва ракеты-носителя «Протон-М» на космодроме Байконур в 2013 г. На втором этапе эксперимента после проверки поведения программы в контролируемых условиях был исследован видеофрагмент со спутника GOES-18 (*англ.* Geostationary Operational Environmental Satellite), содержащий момент коронального выброса массы 24 июня 2022 г. Наконец, было проведено сравнение экспериментальных и теоретических данных, после чего был сделан вывод о способности программы PIVLab работать с потоками космической плазмы.

Для начала следует ознакомиться с теоретическими данными, необходимыми для оценки результатов исследования. Так, в первой части эксперимента ожидаемая скорость потока находится в диапазоне от 1420 до 3000 м/с (<https://shepherd.caltech.edu/EDL/projects/JetA/Glossary.html>). В то же время во второй части эксперимента ожидаемая скорость потока находится в диапазоне от 250 000 до 650 000 м/с (Yurchyshyn et al., 2005).

С результатами первого этапа эксперимента можно ознакомиться на рис. 1.

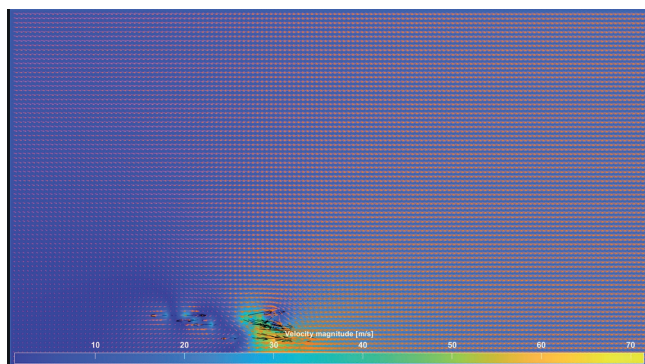


Рис. 1. Результаты первого этапа эксперимента

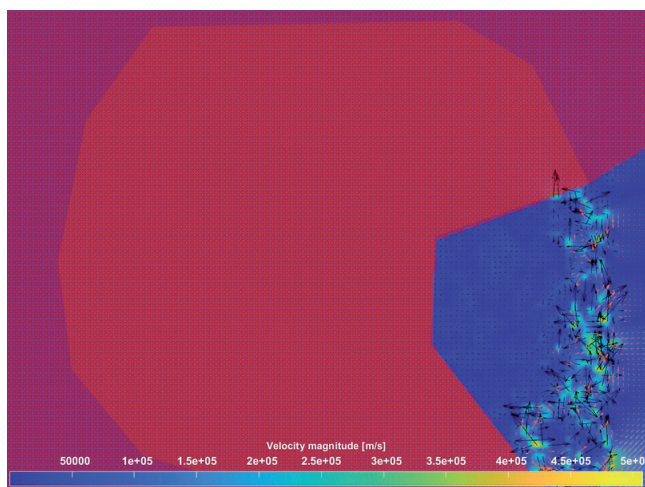


Рис. 2. Результаты второго этапа эксперимента

В данном случае максимальная полученная скорость — 70 м/с, что очевидно гораздо меньше минимального теоретического значения в 1420 м/с. Калибровка проведена по известному параметру — длине ракеты «Протон-М» (58,2 м).

Результаты второго этапа эксперимента отражены на рис. 2 (см. с. 50).

На данном этапе эксперимента полученный диапазон скоростей — от 300 000 до 500 000 м/с. Результаты второго этапа входят в допустимый теоретический диапазон скорости. Калибровка проведена по известной величине — радиусу Солнца (696 340 км).

Исходя из результатов эксперимента следует отметить, что вопрос о возможности использования программы PIVLab для анализа корональных выбросов массы остаётся открытым. В то время как с основным этапом задания программа справилась, она испытывала трудности при решении модельной задачи в контролируемых условиях, что ставит под сомнение её способность анализировать высокоскоростные потоки жидкости в струйных течениях и при наличии детонационных явлений. Программа оказалась требовательна к качеству и ракурсу съёмки. При попытке улучшить изображение с помощью встроенных фильтров терялся большой объём данных, необходимых для объективного анализа.

Однако сам PIV-метод имеет право на применение для исследований Солнца и в физике космической плазмы в принципе, но необходимо адаптировать программу к новой среде. Подобный инструмент даёт возможность сэкономить время при попытке классифицировать корональные выбросы массы для создания более точной модели этого явления. Корректировка программы или написание новой программы с учётом результатов данного эксперимента, ровно как и работа с новыми массивами данных, такими как SOHO LASCO — основная задача будущих исследований в данной области.

ЛИТЕРАТУРА

- Chen P. F.* Coronal Mass Ejections: Models and their observational basis // *Living Reviews in Solar Physics*. 2011. V. 8(1). Article 1. DOI: 10.12942/LRSP-2011-1.
- Titov V. S., Démoulin P.* Basic topology of twisted magnetic configurations in solar flares // *Astronomy and Astrophysics*. 1999. V. 351(2). P. 707–720.
- Thielicke W., Sonntag R.* Particle image velocimetry for MatLab: accuracy and enhanced algorithms in PIVlab // *J. Open Research Software*. 2021. V. 9. Iss. 1. Article 1. DOI: 10.5334/jors.334.
- Yurchyshyn V., Yashiro S., Abramenko V. et al.* Statistical distributions of speeds of coronal mass ejections // *The Astrophysical J.* 2008. V. 619. P. 599–603. DOI: 10.1086/426129.

ANALYSIS OF SPACE PLASMA BEHAVIOUR DURING CORONAL MASS EJECTIONS ON THE SOLAR SURFACE USING PIVLAB COMPUTER PROGRAM

V. G. Kalamano

Space Research Institute RAS, Moscow, Russia

The experiment was conducted in order to understand whether the PIVLab MatLab app is capable of studying space plasma hydrodynamics during coronal mass ejection on the Sun's surface. At first, the capabilities of the given app was tested in order to understand whether the one is able to study high speed gas flows. Then, the app was used to find the velocity field of a coronal mass ejection.

The outcomes of the experiment were indecisive. Although the velocity field of the coronal mass ejection obtained as a result of the experiment was satisfactory, the app experienced difficulties with high speed gas flows in the first part of the experiment.

Keywords: coronal mass ejection, space plasma, Sun, mechanics, fluid mechanics, mathematical modelling, MatLab, PIVLab

Kalamanov Vladimir Georgievich — senior laboratory assistant, kvg.aeroastro@gmail.com

ОЦЕНКА ЧАНДЛЕРОВСКОГО ПЕРИОДА МАРСА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ПАРАМЕТРА РЕОЛОГИИ АНДРАДЕ

Е. А. Кулик, Т. В. Гудкова

Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

Построены модели внутреннего строения Марса. В качестве ограничений для моделей взяты наблюдаемые геодезические данные, такие как масса планеты, радиус, момент инерции и приливное число Лява k_2 , а также данные, полученные из сейсмического эксперимента: толщина и плотность коры, радиус ядра. Для учёта неупругости использовалась реология Андраде. Для полученных моделей было оценено значение периода чандлеровского колебания Марса при различных значениях параметра Андраде и вязкости. Согласно полученным данным, модели могут удовлетворять наблюдаемому значению периода чандлеровского колебания, если параметр вязкости в моделях принять в диапазоне $10^{21} - 10^{27}$ Па·с.

Ключевые слова: чандлеровский период, модели внутреннего строения, Марс, вязкоупругость, реология Андраде, приливные числа Лява

ВВЕДЕНИЕ

Чандлеровским колебанием (ЧК) (или свободной нутацией) называется свободное движение полюса планеты. Американский астроном Сет Карло Чандлер, Чендлер (*англ.* Seth Carlo Chandler, Jr.) в 1891 г. обнаружил, что на Земле изменения широты имеют периодический характер (Chandler, 1891) и отметил характерный период. Данное колебание возникает из-за того, что ось вращения Земли немного наклонена к оси наибольшего момента инерции. Ось вращения, оставаясь неподвижной в пространстве, описывает конус вокруг оси наибольшего момента инерции. Наблюдаемый чандлеровский период полюса 434 дня оказался намного больше, чем значение, предсказанное для модели твёрдой Земли, 305 дней, полученное из уравнений Эйлера, описывающих свободное вращение твёрдого тела. Среди источников большого расхождения в полученных теоретических значениях периода были неучёт неупругости мантии, сжатия и размера ядра и приливные движения в океане в реальной планете под действием переменной центробежной силы. Влияние этих эффектов на значение периода чандлеровского колебания Земли было подробно изложено в работах (Молоденский, 2004; Zharkov, Molodensky, 1996).

Для Марса зарегистрировать ЧК долго не удавалось. Период ЧК Марса был предсказан теоретически в работах (Жарков, Гудкова, 2005; Жарков, Молоденский, 1994, 1995; Harada, 2022; Zharkov, Gudkova, 2009; Zharkov, Molodensky, 1996). В работе (Жарков, Молоденский, 1995) рассмотрены следующие эффекты на период ЧК: влияние неупругости недр и жидкого ядра Марса, влияние слабой трёхосности фигуры планеты. Попытка экспериментально определить период чандлеровского колебания была предпринята в работах (Konopliv et al., 2006, 2011). Из-за незначительной амплитуды колебаний (всего 10 см) авторы указанных работ не смогли точно выявить период ЧК по причине наложения периода перераспределения массы за 1/3 марсианского года. Впервые период этого колебания с хорошей точностью ($206,9 \pm 0,5$ дня) был получен для Марса благодаря радионаблюдениям со спутников Mars Reconnaissance Orbiter, Mars Odyssey и Mars Global Surveyor,

Кулик Егор Александрович — младший научный сотрудник, аспирант МФТИ, kulik.ea@ifz.ru

Гудкова Тамара Васильевна — главный научный сотрудник, доктор физико-математических наук, gudkova@ifz.ru

обращающихся вокруг Марса почти два десятилетия (см. (Konopliv et al., 2020)). Период ЧК служит новым ограничением на модели внутреннего строения Марса и даёт нам знания о реологических свойствах мантии на длинных периодах.

Цель настоящего исследования — оценить модельные значения чандлеровского периода Марса для различных значений параметра реологии Андраде. Данная работа устроена следующим образом. В следующем разделе описан метод построения модели внутреннего строения планеты с учётом вязкоупругости. Далее приводится оценка чандлеровского периода. В последнем разделе обсуждаются полученные результаты.

ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ

В данной работе тестовые модели внутреннего строения Марса рассчитываются на основе метода, изложенного в публикации (Жарков, Гудкова, 2005), по геодезическим параметрам (масса, средний радиус планеты, число Лява k_2 и момент инерции) и отбираются по данным, полученным в ходе сейсмического эксперимента InSight на Марсе (радиус ядра, толщина и плотность коры). Данные, которые используются в качестве ограничений на модели внутреннего строения в работе, представлены в таблице.

Данные для Марса, полученные в результате наблюдений
и в ходе сейсмического эксперимента

Параметры		Источник
Масса Марса, M	$6,4185 \cdot 10^{23}$ км	(Konopliv et al., 2020)
Средний радиус Марса, R	3389,5 км	
Число Лява, k_2	$0,174 \pm 0,008$	
Средний момент инерции I/MR^2	$0,3640 \pm 0,0006$	
Главные моменты инерции A/MR^2 B/MR^2 C/MR^2	0,362976 0,363229 0,365067	
Период вращения Марса T $\omega = 2\pi/T$	$8,8643 \cdot 10^4$ с $7,088191 \cdot 10^{-5}$ с ⁻¹	(Yuan et al., 2001; Lemoine et al., 2001)
Толщина коры, $l_{\text{кора}}$	24–70 км	(Knapmeyer-Endrun et al., 2021; Wiczorek et al., 2022)
Средняя плотность коры, $\rho_{\text{кора}}$	2700–3100 кг/м ³	
Радиус ядра, $r_{\text{ядро}}$	1830 ± 40 км 1650 ± 20 км	(Stähler et al., 2021) (Samuel et al., 2023)
Период чандлеровского колебания	$206,9 \pm 0,5$ сут	(Konopliv et al., 2020)

Для учёта неупругости использовалась реология Андраде.

В вязкоупругой модели Андраде комплексный модуль сдвига $\tilde{\mu}$ равен $1/\tilde{J}$, где J — так называемая «комплексная податливость материала». Она определяется по формуле (Castillo-Rogez et al., 2011)

$$\tilde{J}(\chi) = J \left[1 + (i\tau_M \chi)^{-\alpha} \Gamma(1 + \alpha) \right] - \frac{i}{\eta \chi},$$

где $J = 1/\mu$, $\tau_\mu = \eta/\mu$ — время Максвелла; χ — частота прилива; Γ — гамма-функция; α — параметр Андраде.

Параметр Андраде α точно не определён и во многих работах принимается равным 0,2–0,5 (Castillo-Rogez et al., 2011; Gribb, Cooper, 1998), при этом для мантийного вещества часто используется значение $\alpha = 0,3$. В нашей работе в качестве пробных мы использовали значения параметра α в диапазоне 0,2–0,5.

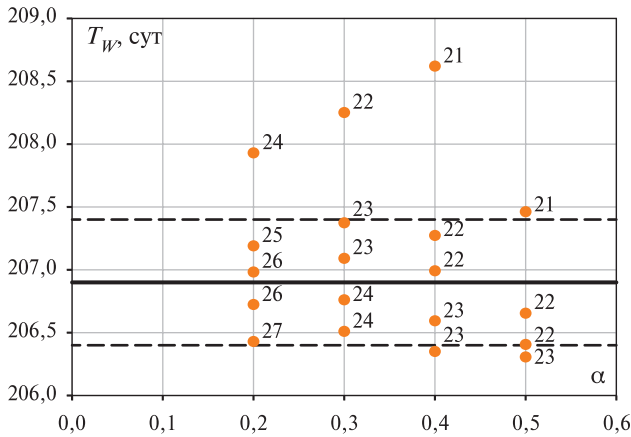
Для учёта вязкости используется четырёхслойная модель. За параметр вязкости принимается значение вязкости в коре η_0 . В верхней мантии вязкость принимается равной $10^{-2}\eta_0$, в средней — $10^{-1}\eta_0$, а в нижней — η_0 .

ОЦЕНКА ЧАНДЛЕРОВСКОГО ПЕРИОДА

Из-за огромного поднятия плато Фарсида Марс моделируется как слаботрёхосный эллипсоид (Жарков, Молоденский, 1994). Период ЧК для трёхосного упругого тела с жидким ядром задаётся следующей формулой (Zharkov, Gudkova, 2009):

$$T_W = T_E \frac{1 - (A_c B_c)^{1/2} / (AB)^{1/2}}{1 - k_2 / k_0}, \quad (1)$$

где T_E — эйлеровский период (период осесимметричного твёрдого тела), A и B — главные моменты инерции планеты, A_c и B_c — главные моменты инерции жидкого ядра, k_2 — число Лява, зависящее от частоты (число Лява для неупругой модели на частоте ЧК), k_0 — так называемое вековое, или секулярное число Лява. Вековое число Лява определяет упругие деформации при условии полной релаксации сдвиговых напряжений в мантии планеты (т. е., соответствует модели целиком жидкой планеты, при тех же распределениях модулей объёмного сжатия и плотности, что и для реальной планеты).



Чандлеровский период Марса при различных значениях параметра Андраде α и вязкости

Значение k_0 определяется как $k_0 = 3G(C - \bar{A})/R^5\omega^2$, где R — радиус планеты, $R = 3389,5$ км; G — гравитационная постоянная, $G = 6,67 \cdot 10^{-11}$ м³·с⁻²·кг⁻¹; ω — угловая скорость вращения планеты, $\omega = 7,088191 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹.

Число Лява k_2 включает в себя упругую и неупругую составляющие (Жарков, Гудкова, 2005). В формулу (1) входит значение числа Лява k_2 на частоте ЧК.

Чандлеровский период был рассчитан для ряда моделей внутреннего строения при различных значениях параметра Андраде α и параметра вязкости η_0 . На рисунке (см. с. 55) представлены полученные данные. Пунктирными линиями на графике показан диапазон допустимых значений по чандлеровскому периоду. Цифрами обозначены степени параметра вязкости, выраженного в Па·с. Из графика видно, что наблюдаемому значению чандлеровского периода удовлетворяют модели с вязкостью в диапазоне $10^{21} - 10^{27}$ Па·с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время параметры неупругости в мантии Марса точно не определены, и в данной работе исследовался вопрос — как выбор распределения вязкости и реологического параметра Андраде в мантии Марса влияет на период чандлеровского колебания. Значения периода ЧК рассчитаны для ряда тестовых моделей внутреннего строения планеты.

Чандлеровский период — один из новых параметров, полученных недавно из наблюдаемых данных, значение которого накладывает дополнительное ограничение на распределение упругих параметров в недрах Марса. Проведённое численное моделирование установило, что необходимы дальнейшие исследования влияния реологических параметров и минералогического состава мантии планеты на значение чандлеровского периода. Это поможет улучшить наше понимание поведения реологии мантии Марса на длинных периодах.

Работа выполнена за счёт темы госзадания Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН.

ЛИТЕРАТУРА

- Жарков В. Н., Гудкова Т. В. Построение модели внутреннего строения Марса // *Астрон. вестн.* 2005. Т. 39(5). С. 387–418. (= *Zharkov V. N., Gudkova T. V. Construction of Martian interior model // Solar System Research.* 2005. V. 39(5). P. 343–373. DOI: 10.1007/s11208-005-0049-7.)
- Жарков В. Н., Молоденский С. М. Об определении физических параметров ядра Марса по данным о его вращении // *Астрон. вестн.* 1994. Т. 28. № 4–5. С. 86–97. (= *Zharkov V. N., Molodensky S. M. On determination of physical parameters of the Martian core by data of its rotation // Solar System Research.* 1994. V. 28. P. 86–97.)
- Жарков В. Н., Молоденский С. М. Чандлеровский период слаботрехосных моделей Марса // *Астрон. вестн.* 1995. Т. 29. № 4. С. 341–344.
- Молоденский С. М. Приливы и нутация Земли. I. Модели Земли с неупругой мантией и однородным невязким жидким ядром // *Астрон. вестн.* 2004. Т. 38. № 6. С. 542–558. (= *Molodensky S. M. Tides and nutation of the Earth: I. Models of an Earth with an inelastic mantle and homogeneous, inviscid, liquid core // Solar System Research.* 2004. V. 38. P. 476–490. DOI: 10.1007/s11208-005-0019-0.)
- Castillo-Rogez J. C., Efroimsky M., Lainey V. The tidal history of Japetus: Spin dynamics in the light of a refined dissipation model // *J. Geophysical Research: Planets.* 2011. V. 116. Iss. E9. Article E09008. <https://doi.org/10.1029/2010JE003664>.
- Chandler S. On the variation of latitude // *Astronomical J.* 1891. V. 11. P. 83.
- Gribb T. T., Cooper R. F. Low-frequency shear attenuation in polycrystalline olivine: Grain boundary diffusion and the physical significance of the Andrade model for viscoelastic rheology // *J. Geophysical Research: Solid Earth.* 1998. V. 103. Iss. B11. P. 27267–27279.
- Harada Y. Reconsideration of the anelasticity parameters of the Martian mantle: Preliminary estimates based on the latest geodetic parameters and seismic models // *Icarus.* 2022. V. 383. Article 114917. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2022.114917>.

- Knapmeyer-Endrun B., Panning M. P., Bissig F. et al.* Thickness and structure of the martian crust from insight seismic data // *Science*. 2021. V. 373. Iss. 6553. P. 438–443. DOI: 10.1126/science.abf896.
- Konopliv A. S., Yoder C. F., Standish E. M. et al.* A global solution for the Mars static and seasonal gravity, Mars orientation, Phobos and Deimos masses, and Mars ephemeris // *Icarus*. 2006. V. 182. Iss. 1. P. 23–50. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.12.025>.
- Konopliv A. S., Asmar S. W., Folkner W. M. et al.* Mars high resolution gravity fields from MRO, Mars seasonal gravity, and other dynamical parameters // *Icarus*. 2011. V. 211. Iss. 1. P. 401–428. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.10.004>.
- Konopliv A. S., Park R. S., Rivoldini A. et al.* Detection of the chandler wobble of Mars from orbiting spacecraft // *Geophysical Research Letters*. 2020. V. 47. Iss. 21. Article e2020GL090568. <https://doi.org/10.1029/2020GL090568>.
- Lemoine F. G., Smith D. E., Rowlands D. D. et al.* An improved solution of the gravity field of Mars (GMM-2b) from Mars Global Surveyor // *J. Geophysical Research*. 2001. V. 106. Iss. E10. P. 23359–23376. <https://doi.org/10.1029/2000JE001426>.
- Samuel H., Drilleau M., Rivoldini A. et al.* Geophysical evidence for an enriched molten silicate layer above Mars's core // *Nature*. 2023. V. 622. Iss. 7984. P. 712–717. DOI: 10.1038/s41586-023-06601-8.
- Stähler S. C., Khan A., Banerdt W. B. et al.* Seismic detection of the Martian core // *Science*. 2021. V. 373. No. 6553. P. 443–448. DOI: 10.1126/science.abi7.
- Wieczorek M. A., Broquet A., McLennan S. M. et al.* InSight constraints on the global character of the Martian crust // *J. Geophysical Research: Planets*. 2022. V. 127. Iss. 5. Article e2022JE007298. <https://doi.org/10.1029/2022JE007298>.
- Yuan D.-N., Sjogren W. L., Konopliv A. S., Kucinskas A. B.* Gravity field of Mars: a 75th degree and order model // *J. Geophysical Research*. 2001. V. 106. Iss. E10. P. 23359–23376. <https://doi.org/10.1029/2000JE001302>.
- Zharkov V. N., Gudkova T. V.* The period and Q of the chandler wobble of Mars // *Planetary and Space Science*. 2009. V. 57. Iss. 3. P. 288–295. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2008.11.010>.
- Zharkov V. N., Molodensky S. M.* On the chandler wobble of Mars // *Planetary and Space Science*. 1996. V. 44. P. 1457–1462. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(96\)00052-9](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(96)00052-9).

ESTIMATION OF THE CHANDLER PERIOD OF MARS AT DIFFERENT VALUES OF THE ANDRADE RHEOLOGY PARAMETER

E. A. Kulik, T. V. Gudkova

Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia

Internal structure models of Mars were built. The observed geodetic data, such as the mass of the planet, radius, the moment of inertia and the tidal Love number k_2 , as well as the data obtained from the seismic experiment: the thickness and the density of the crust, the radius of the core, are taken as constraints for the models. Andrade rheology was used to account for inelasticity. For the obtained models, the value of the Chandler Wobble period of Mars was estimated at different values of the Andrade parameter and viscosity. According to the data obtained, the models can satisfy the observed value of the Chandler Wobble period if the viscosity parameter in the models is taken in the range of 10^{21} – 10^{27} Pa·s.

Keywords: Chandler period, internal structure models, Mars, viscoelasticity, Andrade rheology, tidal Love numbers

Kulik Egor Aleksandrovich — junior researcher, postgraduate, kulik.ea@ifz.ru

Gudkova Tamara Vasilievna — chief scientist, doctor of physical and mathematical sciences, gudkova@ifz.ru

КАЛИБРОВКА НЕЙТРОННЫХ МОНИТОРОВ АРКТИЧЕСКОЙ ЗОНЫ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

И. А. Лагойда, П. С. Кузьменкова

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Несмотря на появление большого количества орбитальных спутников, регистрирующих потоки частиц космических лучей, нейтронные мониторы уже более 60 лет остаются стабильным инструментом для изучения вариаций космических лучей. Установки, расположенные на поверхности Земли, регистрируют вторичные частицы, образовавшиеся после взаимодействия первичных космических лучей с земной атмосферой, вследствие чего нейтронные мониторы менее чувствительны к различным вариациям интенсивностей космических лучей, особенно в низкоэнергетической компоненте ($E < 10$ ГэВ). Однако нейтронные мониторы не подвержены радиационному износу и незаменимы в изучении долгосрочных трендов. На сегодняшний день на поверхности Земли ведут измерения около 50 нейтронных мониторов, из которых 14 — российские. В работе представлена процедура калибровки нейтронных мониторов, основанная на данных о потоках космических протонов и ядер гелия, зарегистрированных спектрометром AMS-02 в период с 2011 по 2019 г.

Ключевые слова: космические лучи, нейтронные мониторы, форбуш-понижения

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день нейтронные мониторы являются основным стабильным инструментом для изучения долгосрочных вариаций потоков космических лучей (КЛ). На протяжении нескольких десятков лет нейтронные мониторы регистрируют вторичную компоненту КЛ, образовавшуюся после взаимодействия первичных КЛ с земной атмосферой (Mishev, Usoskin, 2020). Такие приборы не подвержены радиационному износу по сравнению с аппаратурой, установленной на космических спутниках. Однако нейтронные мониторы менее чувствительны к низкоэнергетической компоненте КЛ ($E < 10$ ГэВ), в которой наблюдается большинство краткосрочных эффектов, таких как форбуш-понижения и 27-дневные вариации (Лагойда и др., 2019). Спектрометрическая аппаратура, расположенная на космических спутниках, позволяет проводить прямые измерения потоков частиц КЛ в широком диапазоне энергии. Эффективность регистрации таких приборов подвержена значительной временной деградации из-за радиационной обстановки в космосе и её негативного воздействия на аппаратную электронику. Таким образом, калибровка нейтронных мониторов с помощью данных спутниковых экспериментов становится важной практической задачей, позволяющей проводить оценку параметров первичных потоков КЛ, когда их прямые измерения недоступны.

Каждый нейтронный монитор характеризуется жёсткостью геомагнитного обрезания R_c — величиной, численно равной минимальному значению жёсткости первичной частицы КЛ, необходимой для генерации отклика рассматриваемого нейтронного монитора на поверхности Земли. Теоретический темп счёта нейтронного монитора может быть представлен как

$$N = \sum_i N_i = \sum_i \int_{R_c}^{\infty} J_i(T, \varphi) Y_i(T, h) dT,$$

Лагойда Илья Алексеевич — младший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, IALagoida@mephi.ru

Кузьменкова Полина Сергеевна — инженер-исследователь, аспирант

где N — интегральный темп счёта нейтронного монитора; N_i — темп счёта нейтронного монитора, вызванный отдельной компонентой частиц КЛ; J_i — энергетический спектр i -й компоненты КЛ в околоземном пространстве; Y_i — функция отклика нейтронного монитора для i -й компоненты КЛ; h — толщина земной атмосферы. В приближении силового поля энергетические спектры частиц КЛ в окрестности Земли могут быть описаны с помощью потенциала модуляции Φ (Mogaal, 2013):

$$J(T) = J_{\text{LIS}}(T + \Phi) \frac{T(T + 2T_r)}{(T + \Phi) \cdot (T + \Phi + 2T_r)},$$

где J_{LIS} — спектр частиц КЛ на границе гелиосферы; $\Phi = (Ze/A)\phi$ — средние энергетические потери частицы по мере движения вглубь гелиосферы; T — кинетическая энергия; T_r — масса протона. Таким образом, энергетический спектр потоков частиц в окрестности Земли зависит не только от потенциала модуляции, но также от формы звёздного спектра на границе гелиосферы.

КАЛИБРОВКА

В данной работе используются звёздные спектры космических протонов, полученные в работе (Bisschoff et al., 2019) с помощью экспериментальных данных, полученных космическим аппаратом Voyager-1 за пределами гелиопаузы. Функции отклика нейтронных мониторов для космических протонов и ядер гелия были подсчитаны в работе (Mishev et al., 2020). Теоретический темп счёта шести счётчиков NM64, рассчитанный для атмосферной толщины на уровне моря ($h \sim 1000 \text{ г/см}^2$), для различных значений жёсткости геомагнитного обрезания и потенциала модуляции показан на рис. 1. Реальные детекторы могут отличаться от теоретических в силу различных флуктуаций высоковольтной электроники, условий размещения и т. д. Поэтому для каждого нейтронного монитора вводится постоянный нормировочный параметр k , равный отношению теоретического темпа счёта к реальному. Таким образом, зная соотношение между реальным и теоретическим темпом счёта нейтронного монитора, можно вычислить потенциал модуляции согласно распределению теоретического темпа счёта (см. рис. 1).

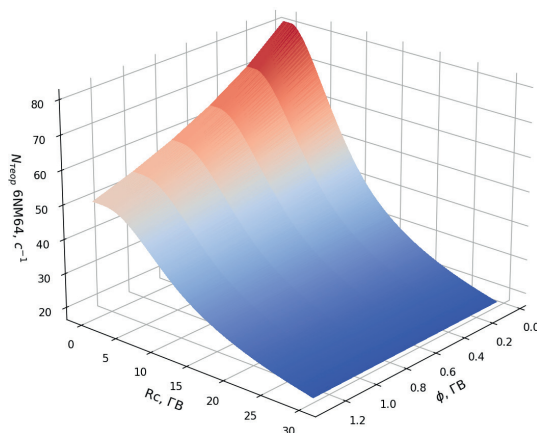


Рис. 1. Распределение теоретического темпа счёта нейтронного монитора 6NM64, расположенного на уровне моря, в зависимости от жёсткости геомагнитного обрезания и величины потенциала модуляции

Основные характеристики нейтронных мониторов, а также полученные значения коэффициентов k приведены в таблице. Коэффициенты k рассчитаны на основании дневных спектров космических протонов и ядер гелия, зарегистрированных спектрометром AMS-02 (*англ.* Alpha Magnetic Spectrometer) в период с 2011 по 2019 г., в диапазоне жёсткости от 1 до 30 ГВ (Aguilar et al., 2021). В таблице также показаны коэффициенты детерминации, рассчитанные между реальными значениями потенциалов модуляции и восстановленными по данным нейтронных мониторов.

Характеристики калибруемых нейтронных мониторов

Монитор	Количество счётчиков NM64	R_c , ГВ	$\langle k \rangle$	R^2
Апатиты	18	0,65	$1,4 \pm 0,05$	$0,71 \pm 0,06$
Якутск	24	2,23	$0,75 \pm 0,03$	$0,85 \pm 0,04$
Новосибирск		2,91	$1,16 \pm 0,02$	$0,93 \pm 0,02$

Как видно из таблицы, потенциалы модуляции, полученные по данным нейтронного монитора Новосибирск, наилучшим образом коррелируют с реальными значениями потенциалов модуляции, полученными по данным спектрометра AMS-02. На рис. 2 изображены восстановленные потоки космических протонов для нескольких интервалов энергии вплоть начала 2024 г. в сравнении с реальными значениями потоков КЛ, зарегистрированных спектрометром AMS-02. На рис. 3 (см. с. 61) представлены аналогичные временные ряды потоков КЛ во время форбуш-понижения в марте 2012 г.

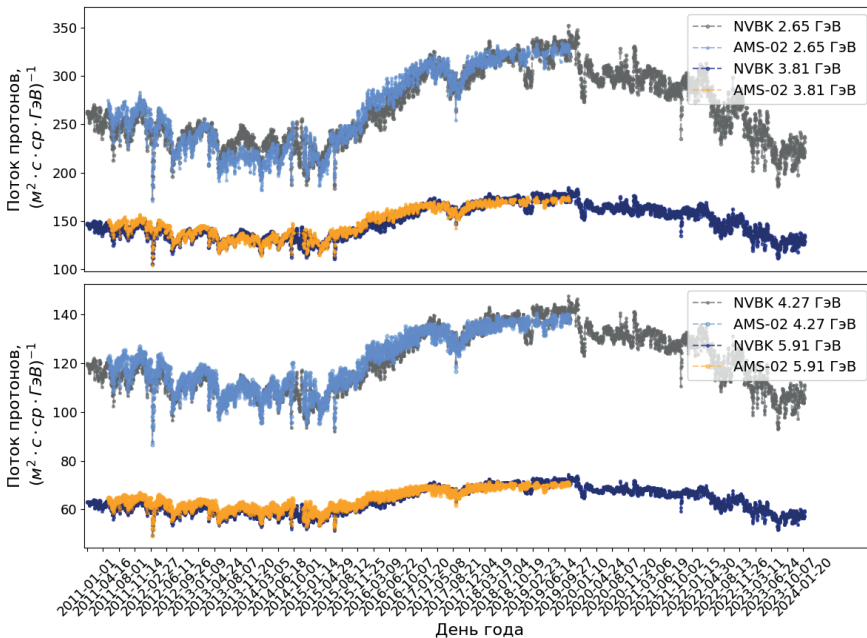


Рис. 2. Потоки космических протонов, зарегистрированные спектрометром AMS-02 в сравнении с их восстановленными значениями по данным нейтронного монитора Новосибирск для четырёх значений энергии

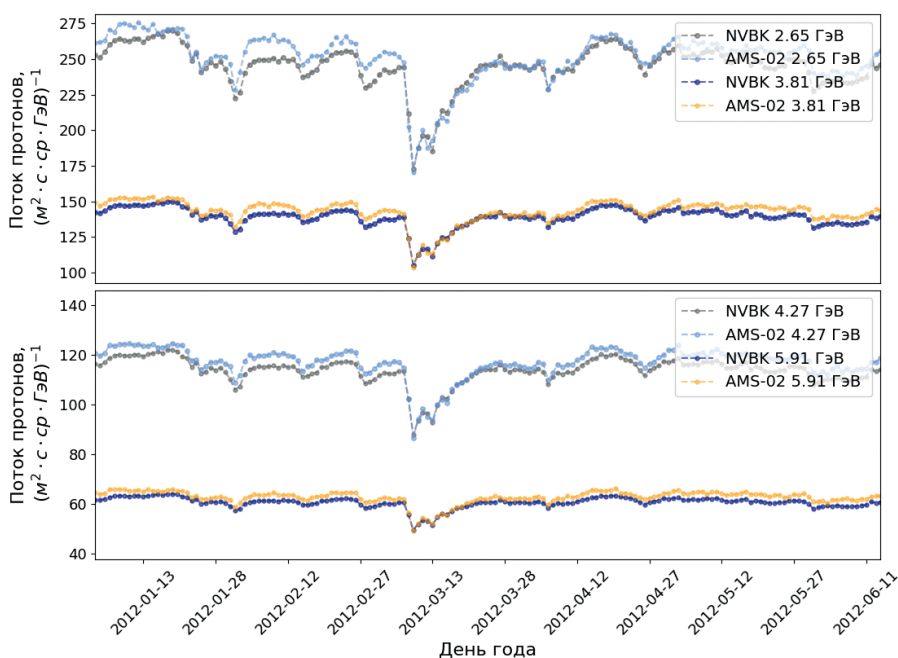


Рис. 3. Поток космических протонов, зарегистрированные спектрометром AMS-02 в сравнении с их восстановленными значениями по данным нейтронного монитора Новосибирск во время форбуш-понижения в марте 2012 г.

ВЫВОДЫ

Произведена калибровка нейтронных мониторов Апатиты, Якутск и Новосибирск с помощью данных о потоках космических протонов и ядер гелия, полученных спектрометром AMS-02 в период с 2011 по 2019 г. Коэффициенты детерминации, посчитанные между реальными и восстановленными значениями потенциалов модуляции, составили $0,71 \pm 0,06$; $0,85 \pm 0,04$ и $0,93 \pm 0,02$ для нейтронных мониторов Апатиты, Якутск и Новосибирск соответственно. По данным нейтронного монитора Новосибирск восстановлены потоки космических протонов для четырёх интервалов энергии вплоть до 2024 г. Восстановленные значение потоков КЛ согласуются с реальными во время крупномасштабного форбуш-понижения, зарегистрированного спектрометром AMS-02 в марте 2012 г. Однако восстановление характеристик кратковременных вариаций КЛ с помощью данных нейтронных мониторов требует анализа большего числа событий.

Работа выполнена при поддержке государственного задания «Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей» № FSWU-2023-0068 и Российского научного фонда (грант № 20-72-10170-П).

ЛИТЕРАТУРА

Лагойда И. А., Воронов С. А., Михайлов В. В. Природа кратковременных вариаций потоков космических лучей // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2019. Т. 50. № 6. С. 1077–1094.

- Aguilar M., Cavazonza L.A., Ambrosi G. et al.* Periodicities in the daily proton fluxes from 2011 to 2019 measured by the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station from 1 to 100 GV // *Physical Review Letters*. 2021. V. 127. Article 271102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.271102>.
- Bisschoff D., Potgieter M.S., Aslam O.P.M.* New very local interstellar spectra for electrons, positrons, protons, and light cosmic ray nuclei // *The Astrophysical J*. 2019. V. 878(1). Article 59. 8 p. DOI:10.3847/1538-4357/ab1e4a.
- Mishev A.L., Usoskin I.G.* Current status and possible extension of global neutron monitor network // *J. Space Weather and Space Climate*. 2020. V. 10. Article 17. 11 p. <https://doi.org/10.1051/swsc/2020020>.
- Mishev A.L., Koldobskiy S.A., Kovaltsov G.A. et al.* Updated neutron-monitor yield function: bridging between in situ and ground-based cosmic ray measurements // *JGR Space Physic*. 2020. V. 125. Iss. 2. Article e2019JA027433. 11 p.
- Moraal H.* Cosmic-ray modulation equations // *Space Science Reviews*. 2013. V. 176. P. 299–319. DOI: 10.1007/s11214-011-9819-3.

CALIBRATION OF NEUTRON MONITORS OF THE RUSSIAN FEDERATION LOCATED IN THE ARCTIC ZONE

I. A. Lagoida, P. S. Kuzmenkova

National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

Neutron monitors are still actively used as the basic tool for measuring cosmic ray fluxes, even when direct measurements are available. Neutron monitors are less sensitive to low energy cosmic rays ($E < 10$ GeV), but they are stable and can perform measurements for decades. Satellite detectors perform direct measurements of cosmic ray fluxes in a wide range of energy, but are subject to radiation degradation due to the radioactive hazard of interplanetary space. The paper presents a procedure for neutron monitor calibration. Data on cosmic ray fluxes obtained by the AMS-02 spectrometer is used for this purpose.

Keywords: cosmic rays, neutron monitors, Forbush decrease

Lagoida Ilya Alekseevich — junior researcher, candidate of physical and mathematical sciences
IALagoida@mephi.ru

Kuzmenkova Polina Sergeevna — leading research engineer, postgraduate

МЕТОД ДИСТАНЦИОННОЙ РАЗВЕДКИ РАЗРЫВНЫХ НАРУШЕНИЙ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО ДАННЫМ ЗОНДИРОВАНИЯ АКТИВНЫМИ И ПАССИВНЫМИ СЪЁМОЧНЫМИ СИСТЕМАМИ

Т. Е. Малышкин, Н. А. Гордеев

Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

Приведено теоретическое обоснование и описание метода идентификации разрывных нарушений земной поверхности. Технология основана на комплексном анализе данных съёмки Земли из космоса активными (радар синтезированной апертуры космического аппарата Sentinel-1B) и пассивными (мультиспектральный сенсор OLI (*англ.* Operational Land Imager) космического аппарата Landsat-8) съёмочными системами и их тематических продуктов. Проведено тестирование метода на территории Горного Алтая, а также сопоставление результатов дешифрирования объектов интереса с единой сетью геологических разломов. Региональные разломы дешифрированы с плановой точностью 10 м.

Ключевые слова: дистанционное зондирование Земли, космическая съёмка, методы и алгоритмы обработки данных ДЗЗ, региональная геология, геофизика

Поиск и быстрое обнаружение разрывных нарушений становится постоянной и актуальной задачей человечества, поскольку эта информация необходима для проведения сейсморазведочных и других геологических работ, направленных на разведку новых месторождений полезных ископаемых. Данные сведения также важны для проектирования, строительства и эксплуатации жилых зданий и инженерных сооружений (Молчанов, Гордеев, 2021).

Для обеспечения высокой точности и скорости определения разрывов применяются технологии анализа данных дистанционного зондирования. В настоящей работе использовались методы машинного обучения и компьютерного зрения для классификации мультиспектральных космических снимков (МСС), а также методы интерферометрической обработки данных радиолокационной съёмки (РЛС). Разработанные программные решения основаны на открытых библиотеках языка программирования Python.

Для исследования был выбран участок Горного Алтая. Мы разрабатываем комплексный подход к оперативному обнаружению разрывов для автоматизированного анализа ослабленных участков земной поверхности. В результате удалось подобрать оптимальные параметры данных МСС и РЛС для выявления региональных разрывов.

В рамках экспериментов с данными среднего пространственного разрешения (15 м на пиксель) с использованием МСС-аппаратуры космического аппарата (КА) Landsat-8 была определена функция растровой алгебры (Шовенгердт, 2010), известная как «деформационный индекс»: SWIR1/SWIR2 (*англ.* short wave infrared), где SWIR1 — зафиксированное значение отражённого излучения в первом ближнем инфракрасном диапазоне (1,57–1,65 мкм), а SWIR2 — зафиксированное значение отражённого излучения во втором ближнем инфракрасном диапазоне (2,11–2,29 мкм). В результате обработки снимков были обнаружены зоны с признаками обводнения и температурных аномалий, что указывает на возможные разрывные нарушения. Сравнение полученных данных с информацией из разрывной сети ГИН РАН подтвердило эту гипотезу (рис. 1, см. с. 64).

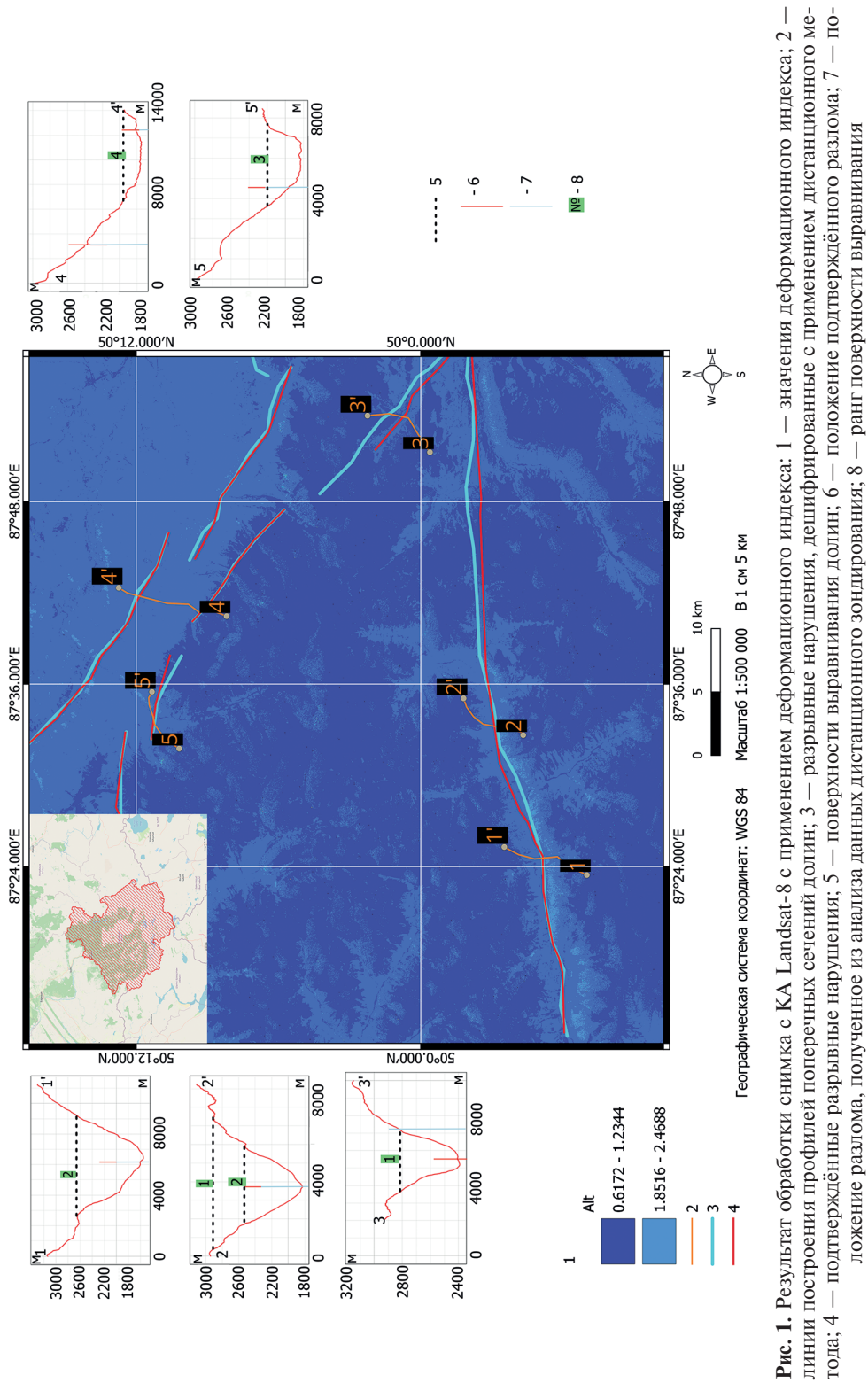


Рис. 1. Результат обработки снимка с КА Landsat-8 с применением деформационного индекса: 1 — значения деформационного индекса; 2 — линии построения профилей поперечных сечений долин; 3 — разрывные нарушения, дешифрованные с применением дистанционного метода; 4 — подтверждённые разрывные нарушения; 5 — поверхности выравнивания долин; 6 — положение подтверждённого разлома; 7 — положение разлома, полученное из анализа данных дистанционного зондирования; 8 — ранг поверхности выравнивания

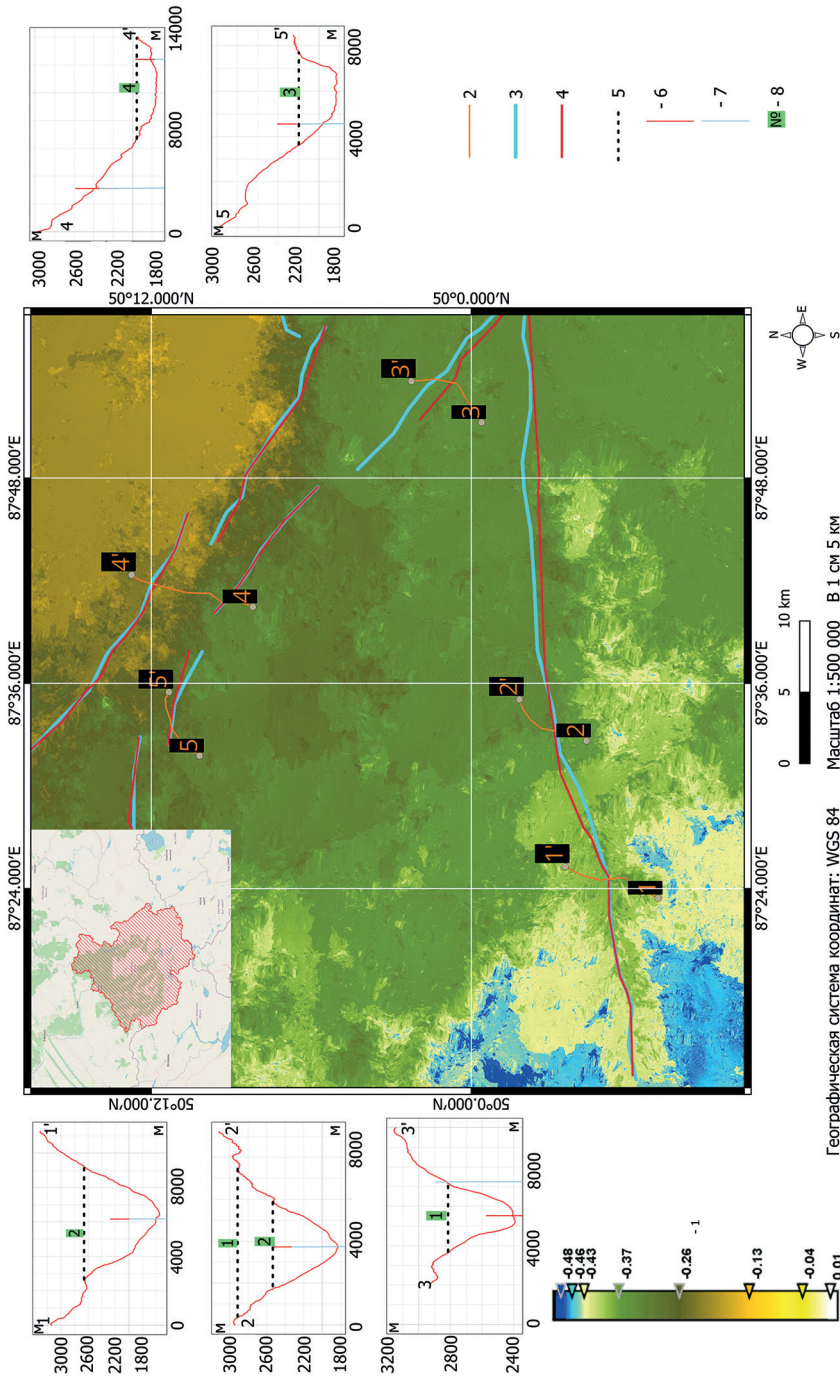


Рис. 2 — Результат интерферометрической обработки данных радиолокационной съёмки с КА Sentinel-1B, июнь 2017 г. — июнь 2021 г.: 1 — вертикальные смещения земной поверхности (в м); 2 — линии построения профилей поперечных сечений долин; 3 — разрывные нарушения, дешифрированные с применением дистанционного метода; 4 — подтверждённые разрывные нарушения; 5 — поверхности выравнивания долин; 6 — положение подтверждённого разлома; 7 — положение подтверждённого разлома; 8 — ранг поверхности выравнивания

Кроме того, о наличии разрывов свидетельствуют различия в значениях вертикальной скорости движения смежных областей пространства. Определение вертикальной скорости смещения земной поверхности с точностью до 1 мм возможно с использованием дифференциальной РЛС-интерферометрии (Шовенгердт, 2010). Исходными данными для анализа являются результаты двухпроходной съёмки с КА Sentinel-1B (10 м на пиксель). После анализа интерферограмм были созданы карты смещений земной поверхности, которые подтвердили первоначальную гипотезу и уточнили информацию, полученную с помощью МСС (рис. 2, см. с. 65).

Совместное использование данных космической съёмки, полученных активными и пассивными сенсорами, позволяет проводить поиск крупных разрывных нарушений. Дальнейшая работа будет направлена на повышение точности определения высокоранговых разрывов, а также картографирования потенциальных сейсмоопасных зон.

ЛИТЕРАТУРА

- Молчанов А. Б., Гордеев Н. А. Автоматизация метода реконструкции неотектонических напряжений Л. А. Сим с применением алгоритмов компьютерного зрения // Тр. Ферсмановской науч. сессии ГИ КНЦ РАН. 2021. № 18. С. 301–304. <https://doi.org/10.31241/FNS.2021.18.056>.
- Шовенгердт Р. А. Дистанционное зондирование. Модели и методы обработки изображений. М.: Техносфера, 2010. 560 с.

METHOD OF REMOTE EXPLORATION OF FAULTS ON THE EARTH'S SURFACE USING DATA FROM ACTIVE AND PASSIVE SENSIGN SYSTEMS

T. E. Malyshkin, N. A. Gordeev

Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia

The paper presents theoretical justifications and a description of the method for identifying faults in the earth's surface. The technology is based on a comprehensive analysis of Earth survey data from space using active (synthetic aperture radar of the Sentinel-1B spacecraft) and passive (OLI multispectral sensor of the Landsat-8 spacecraft) survey systems and their thematic products. The method was tested in the Altai Mountains, and the results of decoding objects of interest were compared with a single network of geological faults. Regional faults were decoded with a planned accuracy of 10 m.

Keywords: remote sensing of the Earth, space surveys, methods and algorithms for processing remote sensing data, regional geology, geophysics

Malyshkin Timur Evgenievich — leading research engineer, timurmalyshkin@gmail.com

Gordeev Nikita Aleksandrovich — senior researcher, candidate of geology and mineralogical sciences

РЕГИСТРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН, ГЕНЕРИРУЕМЫХ БИООБЪЕКТОМ, ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЕГО СОСТОЯНИЯ

О. В. Мамеко¹, К. Г. Трещёв², В. В. Озолин², Г. Н. Измайлов²

¹ Технологический университет имени дважды Героя Советского Союза, лётчика-космонавта А. А. Леонова, Королёв, Россия

² Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

Установлена возможность регистрации терагерцового излучения (ТГц) от живых клеток растений при дистанционной регистрации пульса человека. Изложена методика создания малогабаритного и мобильного ТГц-датчика и результаты его использования, перспективы улучшения характеристик, результаты ряда экспериментов, подтверждающие выводы: создан малогабаритный, автономный подвижный датчик электромагнитной эмиссии (ТГц-излучение); чувствительность $\sim 6 \text{ нВт}/\sqrt{\text{Гц}}$.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, пироэлектрический датчик, вода, диэлектрическая постоянная, клетка, биообъект, метабиоз, астроботаника

ВВЕДЕНИЕ

Освоение космоса, как ближнего, так и дальнего, является актуальной задачей для стран с развитыми технологиями. Обеспечение длительной (более одного года) жизнедеятельности экипажей космонавтов на космических кораблях, на орбите или на стационарных космических станциях является одной из важных тем повышенного интереса (Howell, 2024).

Международная космическая станция кажется пригородом Земли. Однако транспортировка, например, пищи для космонавтов — экономически дорогое и энергозатратное предприятие. В связи с этим возникают новые задачи, которые определяют стратегическое направление исследований по выращиванию растений в космосе — космическая робототехника, взаимодействие человека и растений в закрытых средах, исследование опасного симбиоза человека и растений в условиях микрогравитации (Totslin et al, 2023); интернет-ресурс space.com публикует статьи о питании астронавтов в космических кораблях, здоровье и психике членов экипажа и о воздействии питания на состояние космонавта (Нартов, Драгавцев, 2013).

Согласно последним сообщениям, НАСА (Национальное управление по аэронавтике и исследованию космического пространства (*англ.* National Aeronautics and Space Administration — NASA)) (Totslin et al, 2024), реализуя программу Artemis III, выбрало первые три научных эксперимента, которые астронавты проведут на Луне в рамках этой миссии в 2026 г. Один из них — «Лунное влияние на сельскохозяйственную флору» (*англ.* Lunar Effects on Agricultural Flora — LEAF), в рамках которого будет изучаться рост космических культур в экзотической лунной среде.

Миссия «LEAF станет первым экспериментом по наблюдению за фотосинтезом, ростом и реакцией организма на стресс в условиях космической радиации и слабой гравитации», говорится в заявлении НАСА, опубликованном 26 марта

Мамеко Оксана Викторовна — бакалавр, moxsana14@gmail.com

Трещёв Константин Георгиевич — студент

Озолин Владимир Викторович — доцент, кандидат технических наук

Измайлов Георгий Николаевич — профессор, доктор физико-математических наук

2024 г. и объявляющем о выборе трёх экспериментов. К тому же «...Данные о росте и развитии растений, а также параметры окружающей среды, измеренные LEAF, помогут учёным понять, как использовать растения, выращенные на Луне, для питания и жизнеобеспечения людей на Луне и за её пределами».

Программу LEAF возглавляет К. Эскобар (*англ.* Christine Escobar) из Space Lab Technologies, LLC в Боулдере, штат Колорадо.

Следует добавить, что первой флорой на Луне был отправленный Китаем в январе 2019 г. на дальнюю сторону Луны хлопок в рамках роботизированной миссии «Чанъэ-4».

Очевидно, что необходимы новые методы для изучения симбиоза организмов и растений в условиях, сильно отличающихся от обычных земных. Это нужно для создания подробных баз данных и инструментов для документирования новых условий обитания, а также для изучения взаимодействия растений и окружающей среды.

Постановка задачи и первые измерения в терагерцовом диапазоне

Первые эксперименты с использованием тепловизоров и пирометров показали влияние внешних факторов на температуру живых растений, таких как разность значений температуры между здоровыми и больными растениями, внешняя температура (ниже или выше нормальной климатической нормы), механические повреждения листьев, стресс и отравление (мучнистая роса) (Jacka, Donoviel, 2024).

По мнению многих физиков, основная единица строения и жизнедеятельности растений — клетка — содержит более 10^{19} молекул воды, которые в процессе обмена веществ совершают коллективные согласованные движения. Энергия поступательных и вращательных колебаний молекул мала (менее 0,01 эВ), но связи при взаимодействии между частицами делают их движения согласованными и когерентными. Согласно гипотезе немецкого физика Г. Фрöhлиха (Fröhlich, 1968), эти движения порождают невидимое терагерцовое (ТГц) электромагнитное излучение (около 10^{12} Гц). На возможность коллективного движения молекул указывали также российские учёные И. Е. Тамм (2003), Н. Д. Девятков (Девятков, 1991) и зарубежные физики. Другое объяснение — наличие в клетках квантово связанных (запутанных) состояний частиц.

В статье (Fröhlich, 2024) было указано на возможность существования запутанных состояний электронов в кристаллической решётке «странных металлов», например, тяжелофермионном металле YbRh_2Si_2 . Физика таких сильно взаимодействующих электронов обнаруживается, в частности, в появлении дополнительных токов в образце, возникающих дополнительных магнитных полей, в статистике электронного шума, отличной от статистики Ферми – Дирака, теплоёмкости, а также в изменении прозрачности и коэффициента отражения материала. Поэтому можно предположить влияние квантовой запутанности на генерацию ТГц-излучения.

В связи с этим возникает ситуация с чётко поставленной задачей регистрации когерентного ТГц-излучения, испускаемого растениями в различных, в том числе экстремальных, условиях.

Как известно, в случае переменных электрических полей зависимость диэлектрической проницаемости ϵ материала от частоты ω проявляет интересные свойства. Зависимость имеет несколько резонансов и плато, что отражает существование разных процессов, происходящих во времени. Поясняют зависимость проницаемости ϵ материала от частоты, считая, что диэлектрическая проницаемость может быть выражена как функция частоты в виде $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$, где

$\varepsilon'(\omega)$ — реальная часть проницаемости среды при распространении электромагнитной волны частоты ω , $\varepsilon''(\omega)$ — мнимая часть проницаемости, связанная с проводимостью среды при той же частоте. Подход позволяет математически проанализировать восприимчивость с учётом поглощения волны с помощью уравнений Максвелла и оценить потери энергии в среде на определённых частотах.

Воду, диэлектрик, часто называют «универсальным растворителем», поскольку она способна растворять множество веществ. Её даже называют «растворителем жизни», поскольку она является основным компонентом биологических клеток.

Поэтому при постановке задачи регистрации ТГц-излучения от биологических объектов было уделено внимание поглощению электромагнитного излучения водой. Спектр поглощения излучения жидкой водой известен (Тамм, 2003).

В итоге постановки задачи была сформулирована цель: регистрация излучения от живых биологически активных) объектов, включающая:

- а) *конкретность*: регистрация излучения от растений в ТГц-диапазоне;
- б) *измеримость*: оценки показывают величину мощности излучения $\sim 3\text{--}7$ нВт;
- в) *достижимость*: лаборатория располагает датчиками ТГц-излучения ~ 3 нВт, виброизоляционными оптическими столами, программным обеспечением, измерительными приборами, опытом работы с прецизионной техникой, вакуумной камерой;
- г) *значимость*: новый подход к измерению состояния биоклеток *in vivo* в отличие от принятого *in vitro*;
- д) *сроки*: около полугода, есть сложности (создание необходимой оснастки, удаление лабораторных помех, проверка прецизионности аппаратуры, измерения на пороге чувствительности).

В процессе работы был создан малогабаритный автономный датчик на базе пироэлектрика (LaNbO_3) с зарегистрированной чувствительностью 6 нВт/Гц (рис. 1).

Были проведены эксперименты по регистрации излучения в диапазоне 1–10 ТГц для различных объектов: талый снег, вода, листва, лук, хвоя. Зарегистрировано тепловое излучение от руки человека.

При обработке сигналов, снимаемых с датчика, использовалось сглаживание по частоте базы данных методом скользящего среднего и дальнейший спектральный анализ с помощью быстрого преобразования Фурье. Некоторые результаты измерений приводятся на рис. 2–5 (см. с. 70, 70).

На рис. 5 видна сложная структура пика на частоте 17,6 Гц. Предположительно, это амплитудная модуляция пакетов излучения сигналом с частотой пульса.

В работе был показан результат создания малогабаритного мобильного датчика ТГц-излучения с пироэлектриком в качестве чувствительного элемента, с автономным питанием, низким уровнем шумов (менее 30 дБ). Представлены результаты предварительного анализа полученных от датчика данных для разных био-объектов и дистанционного измерения пульса человека.

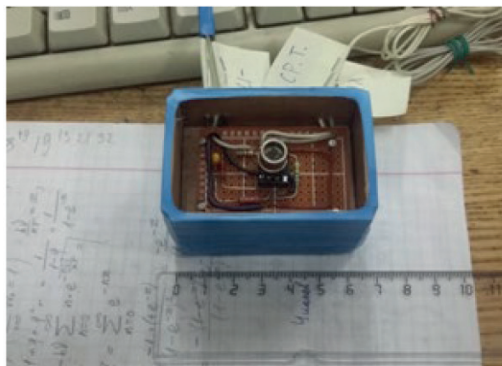


Рис. 1. Общий вид датчика и оценка его габаритов. Передняя крышка снята

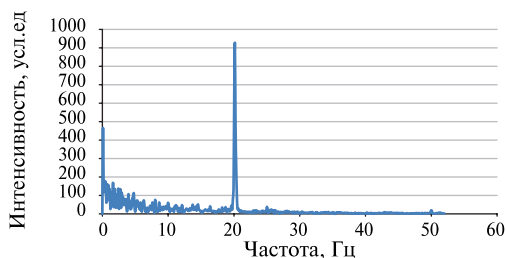


Рис. 2. Источник излучения — пакетик со снегом, $t_{\text{снег}} = -3,4\text{ }^{\circ}\text{C}$. Расстояние от чоппера до фотоприёмника (ФП) 11 см. Перед ФП — фильтр низких частот (англ. Low pass filter — LPF). Частота модуляции 20 Гц. Частота дискретизации аналого-цифрового преобразователя (АЦП) 104 Гц. На графике выделяется пик с частотой 20 Гц. Соотношение сигнал/низкочастотный шум $\sim 5,4$. 12 февраля 2024 г. 16:27

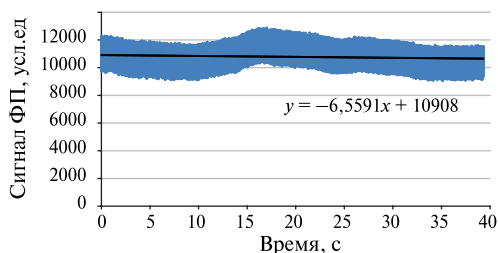


Рис. 3. Источник излучения — слой лука толщиной 10 мм, $t_{\text{комн}} = 24\text{ }^{\circ}\text{C}$. Частота чоппера 18 Гц. Тренд удалён. Март 2023 г.

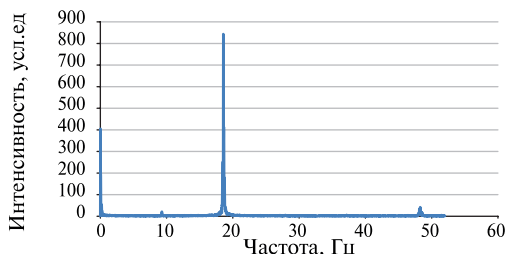


Рис. 4. Тот же образец. Частота дискретизации АЦП 104 Гц. На графике выделяется пик с частотой 18–17,8 Гц. Соотношение сигнал/шум $\sim 5,7$

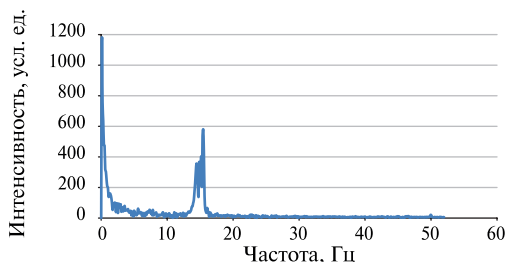


Рис. 5. Источник излучения — рука человека, $t_{\text{руки}} = 33,4\text{ }^{\circ}\text{C}$. Расстояние от чоппера до ФП 11 см. Перед ФП — фильтр LPF. Частота модуляции 17,6 Гц. Частота дискретизации АЦП 104,17 Гц. Измерение температуры — пирометром

Изучение взаимодействия организмов между собой и с окружающей средой с помощью экспериментальных физических методов позволяет получить в биологии более точные и объективные данные о состоянии окружающей среды, а также о механизмах взаимодействия живых организмов и их сообществ с различными факторами среды. Это может привести к более глубокому пониманию биологических и экологических закономерностей и процессов, а также к разработке новых подходов к решению актуальных проблем — создание космических оранжерей, неинвазивный контроль здоровья космонавтов.

Работа проводилась в лаборатории кафедры общей физики Московского авиационного института (национального исследовательского университета) при сотрудничестве с лабораториями Института радиотехники и электроники РАН им. В. А. Котельникова, Физического института имени П. Н. Лебедева РАН, Института общей физики им. А. М. Прохорова РАН.

ЛИТЕРАТУРА

- Девятков Н. Д., Голант М. Б., Бецкий О. В.* Миллиметровые волны и их роль в процессах жизнедеятельности // Радио и связь. 1991. 168 с.
- Нартов В. П., Драгавцев В. А.* Перспективы использования современного тепловидения для диагностики инфекций и оводненности тканей в селекции растений на засухоустойчивость и устойчивость к болезням // Агрофизика. 2013. № 4(12). С. 20–25.
- Тамм И. Е.* Основы теории электричества: учеб. пособие для вузов. 11-е изд., испр. и дополн. М.: Физматлит, 2003. 616 с.
- Douglas N.* Quantum Weirdness in new materials bends the rules of physics // Scientific American. 2024. V. 330. No. 4. DOI: 10.1038/scientificamerican0424-42.
- Fröhlich H.* Long-range coherence and energy storage in biological systems // Intern. J. Quantum Chemistry. 1968. V. 2. Iss. 5. P. 641–349. <https://doi.org/10.1002/qua.560020505>.
- Howell E.* NASA wants to fly another 1-year astronaut mission: But when will it happen? 2024. <https://www.space.com/nasa-one-year-astronaut-mission-timeline>.
- Jacka F., Donoviel D.* Space travel taxes astronauts' brains. But microbes on the menu could help in unexpected ways. 2024. <https://www.space.com/space-travel-taxex-astronaut-brains-microbes-in-food-could-help>.
- Totsline N., Kniel K. E., Bais H. P.* Microgravity and evasion of plant innate immunity by human bacterial pathogens // npj Microgravity. 2023. V. 9. Iss. 1. Article 71. DOI: 10.1038/s41526-023-00323-x.
- Totsline N., Kniel K. E., Sabagyanam C. et al.* Simulated microgravity facilitates stomatal ingestion by *Salmonella* in lettuce and suppresses a biocontrol agent // Scientific Reports. 2024. V. 14. Article 898. <https://doi.org/10.1038/s41598-024-51573-y>.

REGISTRATION OF TERAHERTZ ELECTROMAGNETIC WAVES GENERATED BY A BIOLOGICAL OBJECT TO DETERMINE ITS STATE

*O. V. Mameko*¹, *K. G. Treshchev*², *V. V. Ozolin*², *G. N. Izmailov*²

¹ Leonov Moscow Region University of Technology, Korolev, Russia

² Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia

The work established the possibility of registering terahertz radiation from living plant cells and with remote registration of human pulse. The method of creating a small-sized and mobile terahertz

sensor and the results of its use, prospects for improving its characteristics, the results of a number of experiments confirming the conclusions are described: a small-sized, autonomous mobile THz electromagnetic emission sensor has been created. Sensitivity $\sim 6 \text{ Nw}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Keywords: Terahertz radiation, pyroelectric sensor, water, dielectric constant, cell, biological object, metabiosis, astrobotany

Mameko Oksana Viktorovna — bachelor, moxsana14@gmail.com

Treshchev Konstantin Georgievich — student

Ozolin Vladimir Viktorovich — associate professor, candidate of physical and mathematical sciences

Izmailov Georgy Nikolaevich — professor, doctor of physical and mathematical sciences

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПРИРОДНЫХ ПОЖАРОВ НА ПОКАЗАТЕЛИ ПЕРВИЧНОЙ ПРОДУКЦИИ УГЛЕРОДА НАЗЕМНЫХ ЭКОСИСТЕМ НА ОСНОВЕ СТАНДАРТНЫХ ПРОДУКТОВ ПО ДАННЫМ MODIS

А. М. Матвеев, С. А. Баргалева

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Рассмотрены оценки чистой первичной продукции углерода NPP (*англ.* Net primary production), гетеротрофного дыхания R_h (*англ.* Heterotrophic respiration) и эмиссии углерода от природных пожаров, полученные с применением глобальных продуктов дистанционного зондирования Земли для территории России. Представлены ежегодные оценки NPP и пожарной эмиссии по классам растительного покрова на территории России. На примере литственничников Якутии и луговых биомов Дальнего Востока рассмотрено влияние природных пожаров на динамику NPP, рассчитан нетто-экосистемный баланс NEE (*англ.* Net ecosystem exchange).

Ключевые слова: чистая первичная продукция углерода, эмиссия углерода, природные пожары, бюджет углерода, MODIS

ВВЕДЕНИЕ

Чистая первичная продукция NPP (*англ.* Net primary production) характеризует поступление продуцируемого автотрофами углерода в экосистему. В наземных экосистемах продуцентами преимущественно являются растения. Продукция NPP рассчитывается как валовая продукция углерода GPP (*англ.* Gross primary production) минус расход углерода на поддержание (*англ.* maintenance) и рост R_A автотрофов (*англ.* growth respiration), также называемого автотрофным дыханием.

В стандартном продукте MOD17 на основе данных сенсора MODIS (*англ.* Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) (Running, Zhao, 2021) расчёт NPP в упрощённом виде проводится по формуле:

$$NPP = GPP - R_m - R_g^* = 0,8 * \{GPP - R_{leaf} - R_{root} - R_{wood}^*\}, \quad (1)$$

где R_m — затраты на поддержание жизнедеятельности; R_g — затраты на рост; R_{leaf} , R_{root} , R_{wood} — дыхание пулов биомассы (листьев, корней, древесины); * — не учитываются в восьмидневной версии продукта MOD17.

В продукте MOD17 GPP рассчитывается на основе поглощённой солнечной радиации fPAR (*англ.* fraction [of incident] photosynthetically active radiation), получаемой с помощью дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), и эффективности использования солнечной радиации растениями ϵ , зависящей от погодных условий и биома. Дыхание листового пула биомассы R_{leaf} рассчитывается на основе индекса листовой поверхности LAI (*англ.* Leaf area index) из данных ДЗЗ и площади листовой поверхности на 1 кг углерода растения SLA (*англ.* surface leaf area) (модельное значение по биомам). Дыхание остальных пулов биомассы (корни и древесина, R_{root} и R_{wood}) рассчитывается по аллометрическим уравнениям связи с листовой биомассой. Расход углерода на рост R_g учитывается как коэффициент 0,8 в формуле (1).

Продукт MOD17 имеет пространственное разрешение ~463 м и временное разрешение восемь дней и год (версии MOD17A2HGF и MOD17A3HGF соответственно). Согласно авторам продукта, основными источниками вариативности

Матвеев Алексей Михайлович — инженер, аспирант, matveevhwre@gmail.com

Баргалева Сергей Александрович — заведующий лабораторией, доктор технических наук

и возможной ошибки в данных продукта являются параметры fPAR, LAI и SLA (Endsley et al., 2023). На рис. 1 представлен пример карты показателей NPP на территории России по MOD17A3HGF.

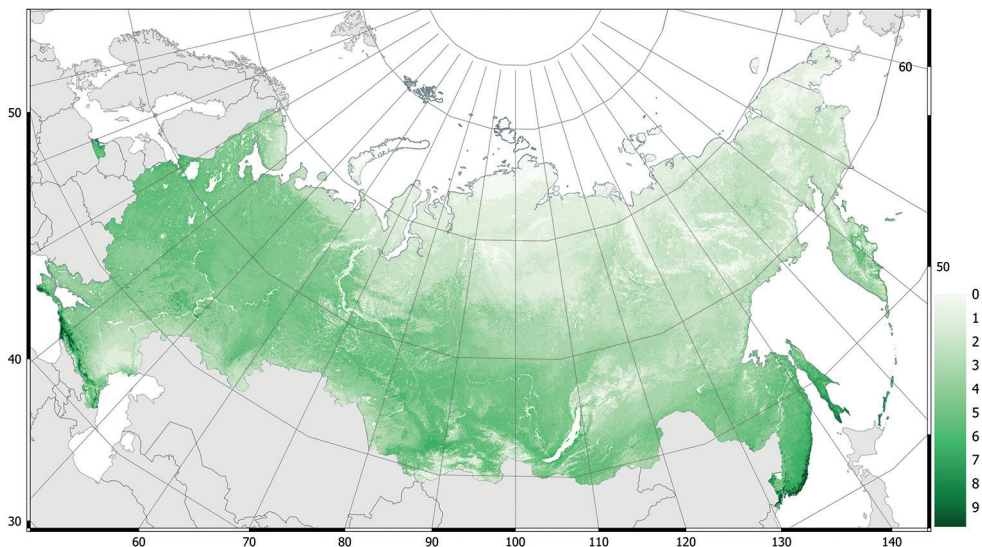


Рис. 1. Чистая первичная продукция (NPP) по MOD17A3HGF (2022 г., разрешение 463 м)

Параметр нетто-экосистемный обмен NEE, или NEP (*англ.* Net ecological exchange/production) определяет, является экосистема источником (*англ.* carbon source) или поглотителем (*англ.* carbon sink) углерода. NEE рассчитывается как разность GPP и дыхания экосистемы или по следующей формуле как разность NPP и гетеротрофного дыхания R_h (*англ.* Heterotrophic respiration) (Randerson et al., 1996):

$$NEE = NPP - R_h,$$

Описание глобальных продуктов ДЗЗ по оценке эмиссии углерода от природных пожаров представлено в публикации (Матвеев, Барталев, 2023). Путём вычитания пожарной эмиссии из NEE рассчитывается параметр чистого биосферного обмена углерода NBE (*англ.* Net biosphere exchange). При учёте антропогенных эмиссий NBE возможно оценивать с помощью прямых измерений ДЗЗ (Jiang et al., 2022; Liu et al., 2021). В представленных работах в характеристике NBE игнорируются другие источники потерь углерода: например, на вырубки приходится 38 % потерь надпочвенной биомассы в погибших лесах Сибири (Fan et al., 2023).

В настоящей работе были рассмотрены оценки NPP по MOD17 (Running, Zhao, 2021) и GFED v4.1s (van der Werf et al., 2017), R_h — по GFED v4.1s и (Tang et al., 2019), NEE — по (Jiang et al., 2022), а также как разность NPP (MOD17 или GFED v4.1s) и R_h (GFED v4.1s). Для оценки пожарной эмиссии углерода были использованы продукты GFAS v1.2 (Kaiser et al., 2012), GFED v4.1s (van der Werf et al., 2017), FEER v1.0-G1.2 (Ichoku, Ellison, 2014), FINN v2.5 (Wiedinmyer et al., 2023), QFED v2.5-r1 (Darmenov, da Silva, 2015).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Распределение чистой первичной продукции по классам растительности России

На основании пространственного совмещения продуктов MOD17A3HGF (~463 м, 2002–2022 гг.) и GFED v4.1s (0,25°, 2002–2016 гг.) с картой растительного покрова России ИКИ РАН (Барталев и др., 2016) за предыдущий год получены оценки абсолютной и удельной NPP по основным классам растительности России. Пример для продукта MOD17A3HGF представлен на рис. 2.

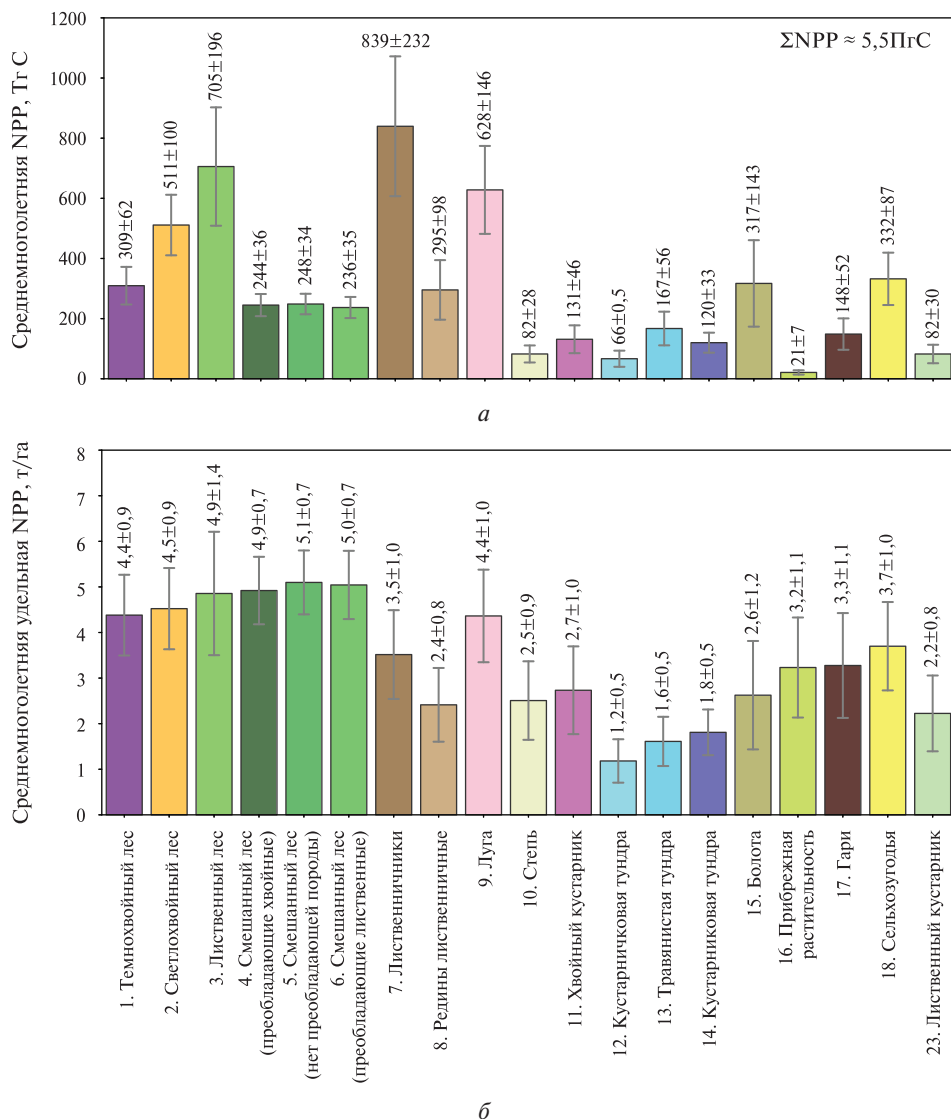


Рис. 2. MYD17A3HGF: средненоголетние показатели чистой первичной продукции углерода (NPP) по классам растительного покрова России за 2002–2022 гг.: *a* — абсолютные значения NPP (TgC); *b* — удельная NPP (t/ga)

На основе анализа данных MOD17A3HGF были сделаны следующие наблюдения:

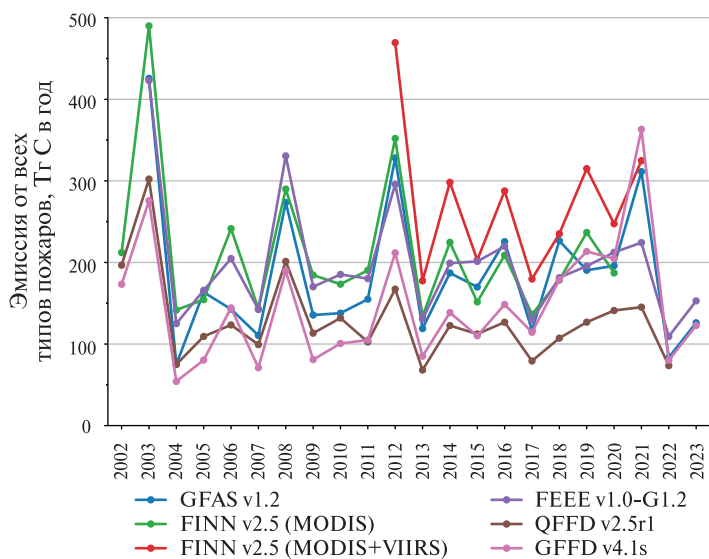
- Оценки абсолютной NPP (в ТгС) согласно версиям продукта MOD- и MYD17A3HGF (спутники Terra и Aqua соответственно) практически не отличаются: максимальная разница среднеголетних оценок составляет 1 % (луга и гари).
- В зависимости от класса растительности межгодовая вариация NPP (стандартное отклонение ежегодных оценок) составила 3,4–8,9 %. Исключением стал класс гарей — вариация оценок достигает 45 %; причиной являются флуктуации значений пройденных пожаром площадей в различные годы (Лупян и др., 2022, рис. 10).
- Среднеголетнее отклонение значений NPP внутри классов растительности (диапазоны на рис. 2) достигает значений 14–45%. Это согласуется с оценкой возможной ошибки значений NPP до 2 т/га согласно авторам продукта MOD17 (Endsley et al., 2023).
- Большинство классов растительности тяготеет к нормальному распределению показателей NPP. Исключением являются лиственничники (класс 7) и болотные биомы (класс 15), где выражено бимодальное распределение.
- Основными продуцентами углерода среди экосистем России являются лиственничники (15,3±4,3 %), лиственные леса (12,9±3,6 %) и луговые биомы (11,4±2,7 %).
- Большинство лесных экосистем России, исключая лиственничники, характеризуются показателем удельной NPP в 4,4–5,1 т/га; нижней границе этого диапазона соответствует продуктивность луговых биомов России. Для лиственничников, особенно лиственничных редин, характерны более низкие показатели удельной NPP: 2,4–3,5±1 т/га.
- Наблюдается сильная корреляция среднеголетних оценок NPP по биомам России согласно MOD17A3HGF и GFED v4.1s ($R^2 = 0,98$; суммарная ежегодная NPP составляет 5,49 против 5,18 ПгС в год). Корреляция ежегодных оценок по биомам значительно ниже (медиана $R^2 = 0,66$).

Оценки эмиссии углерода от природных пожаров на территории России

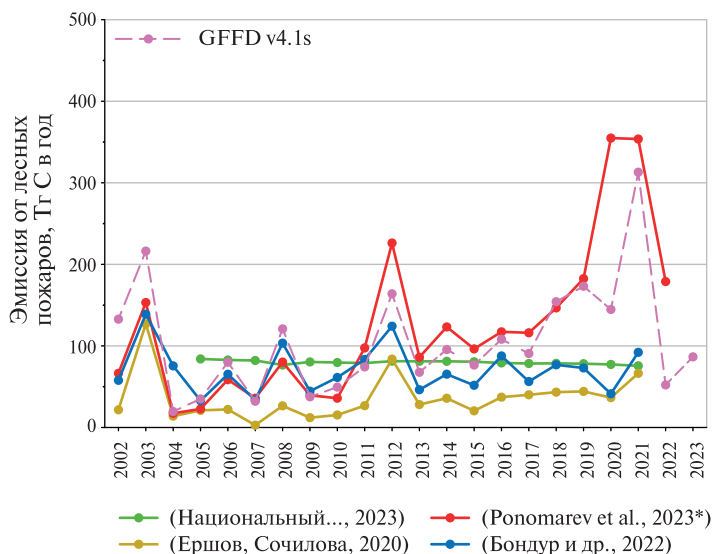
На рис. 3а (см. с. 77) представлены ежегодные оценки эмиссии от всех типов природных пожаров на территории России согласно глобальным продуктам Д33. Среднеголетняя оценка пожарной эмиссии на территории России составляет 130–210 ТгС (290 ТгС в случае FINN v2.5 MODIS + VIIRS за 2012–2021 гг.), или 2,4–4 % от суммарной ежегодной чистой продукции углерода (NPP) в биоме России. Ежегодный вклад России в глобальную эмиссию углерода от природных пожаров составляет 2–18 %, среднеголетний — 6–11 %.

Вклад ландшафтных пожаров вне лесной зоны в общую пожарную эмиссию России составляет 28–47 % согласно глобальным продуктам Д33 или 33–36 % согласно исследованиям (Бондур и др., 2022; Shvidenko et al., 2011; Vivchar et al., 2010).

На рис. 3б представлены оценки исследований по территории России, посвящённых эмиссии от лесных пожаров (Бондур и др., 2022; Ершов, Сочилова, 2020; Ершов и др., 2009; Ponomarev et al., 2023), данные Кадастра антропогенных выбросов и абсорбции поглотителями парниковых газов (Национальный..., 2023) и глобального продукта GFED v4.1s. Порядок оценки всех источников сопоставим, однако в отчётных данных кадастра не фиксируется рост эмиссии в годы аномальной пожарной активности.



a



б

Рис. 3. Эмиссия углерода от природных пожаров на территории России: *a* — все биомы, глобальные продукты ДЗЗ; *б* — лесные пожары, исследования по территории России и данные национального кадастра (НДК); * — учтены только леса Сибири

Влияние природных пожаров на чистую первичную продукцию углерода

Для оценки влияния природных пожаров на NPP было выбрано два региона интереса, соответствующих лесным и луговым биомам и подверженных частым пожарам: лиственничники Якутии (гранула MODIS h23v02, 100–175,45° в. д., 60–70° с. ш.) и луга Дальнего Востока России (127,5–138,1 в. д., 43,2–52,0° с. ш.). Источником данных по NPP выступил восьмидневный MOD17A2HGF (~463 м),

пожарной эмиссии — FINN v2.5 MODIS + VIIRS (~1 км). Продукты были выбраны в силу пространственного разрешения.

На рис. 4а представлены данные по лиственничникам Якутии за год аномальной пожарной активности (2021). Из рисунка видно, что с началом пожаров (вторая декада июня) совпадает резкое снижение продуктивности. Снижение NPP продолжается в период активных пожаров, однако максимальный спад NPP и максимальная пожарная эмиссия не совпадают во времени. Здесь вероятно влияние сторонних факторов, в частности погодных условий (температура и дефицит влаги оказывают влияние на оценки NPP по MOD17).

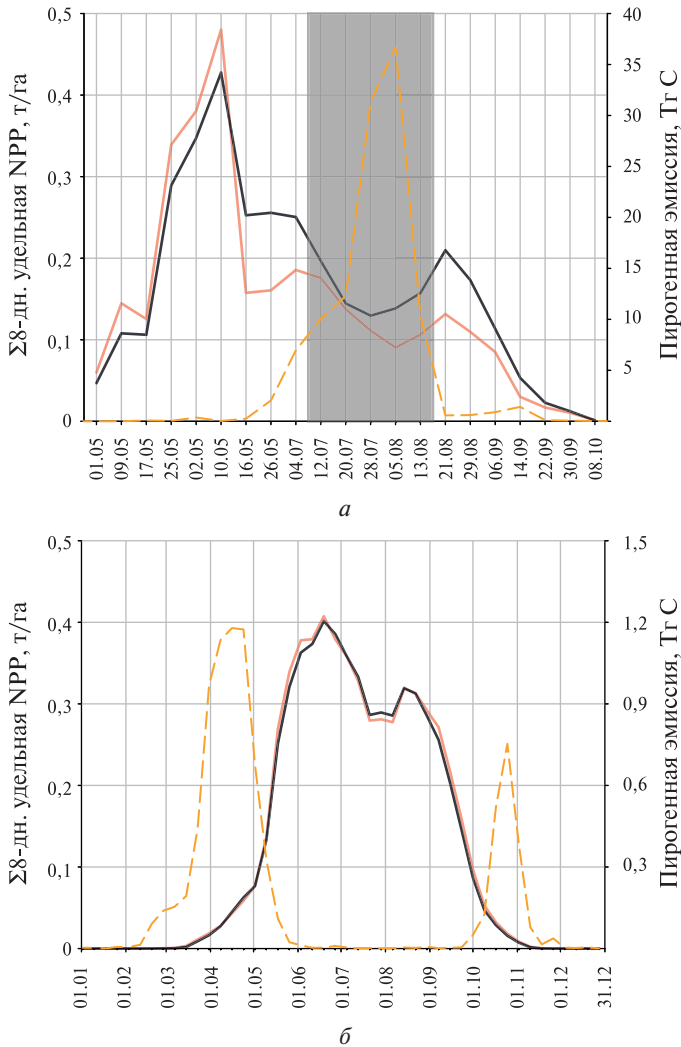


Рис. 4. Динамика восьмидневной удельной NPP (левая ось, т/га) и абсолютной эмиссии от пожаров (FINN v2.5 (MODIS + VIIRS), правая ось, Тг): а — лиственничники Якутии, 2021 г.; б — луговые биомы Дальнего Востока (среднегодовое, 2012–2021 гг.)

Из рис. 4б следует, что пожары не оказывают влияния на продуктивность лугов Дальнего Востока. Причина кроется в сезонах пожарной активности (ве-

сенний сезон и реже осенний вне периодов активной вегетации), в силу чего основным топливом пожаров в Приамурье служит мортмасса (Ostroukhov et al., 2022). Исчезновение пожухлой травы после пожаров приводит к росту значений вегетационных индексов, в частности LAI (Lu et al., 2016).

В случае полусасушливых лугов выделяются разнонаправленные факторы, положительно («+») или отрицательно («-») влияющие на продуктивность после пожаров в сравнении с участками, где несколько лет не наблюдалось пожаров (Anderson, 2006):

- + сгорание мортмассы возвращает связанный редуцентами азот в экосистему;
- + удаление опада снижает альбедо и увеличивает приток солнечной радиации;
- + отсутствие мортмассы приводит к улучшенной конвекции в приземном слое, что повышает верхний порог температуры активного фотосинтеза у растений;
- сгорание мортмассы ранней весной усиливает сток, что приводит к снижению увлажнения почв и снижению продуктивности в полусасушливых условиях;
- при частой повторяемости пожаров снижается общее содержание азота в экосистеме, что приводит к снижению продуктивности.

Оценка среднесуточной удельной пожарной эмиссии углерода по продукту FINN v2.5 MODIS + VIIRS — 12,05 т/га за 2012–2021 гг. — значительно превышает значения накопленной NPP (5,5–6,2 т/га в год) и оценку удельной эмиссии в исследовании по Среднеамурской низменности: 1,1–6 т/га, в том числе луговые биомы — 1,1–2,8 т/га в год (Ostroukhov et al., 2022). Отмечено, что продукт FINN v2.5 выделяется вдвое более высокими оценками эмиссии и площади пожаров в сравнении с другими глобальными продуктами (Anderson et al., 2024). Значительно лучше согласуется оценка по версии продукта GFED с разрешением 500 м (van Wees et al., 2022), составившая 3,5 т/га за 2002–2020 гг.

Характеристики NEE рассмотренных регионов интереса (2010–2016)

Сравниваемые продукты	Луга Дальнего Востока	Лиственничники Якутии
R^2		
NPP: GFED v4.1s vs MOD17A2HGF	0,21	0,79
R_h : GFED v4.1s vs (Tang et al., 2019)	0,07	0,49
NEE: GFED v4.1s vs (Jiang et al., 2022)	0,02	0,08
<i>Эмиссия углерода от пожаров (по GFED v4.1s) vs NPP</i>		
MOD17A2HGF NPP, %	6,6	8,9
GFED v4.1s NPP, %	5,5	7,2
<i>Среднесуточная ΣNEE углерода (ТгС)</i>		
MOD172HGF NPP — GFED v4.1s R_h	2	-0,2
GFED v4.1s NPP — GFED v4.1s R_h	7,3	3,6
(Jiang et al., 2022)	2,5	0,6

В таблице представлено сравнение среднесуточных характеристик по рассмотренным продуктам для выбранных регионов интереса. Наблюдается низкая

корреляция результатов продуктов. На фоне усреднённых значений по России (~2,4–4 %) оба региона отличаются повышенной долей гибели продуцируемой биомассы от пожаров. Согласно оценке NEE, оба региона интереса являются нетто-поглотителями углерода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы получена среднемноголетняя оценка чистой первичной продукции углерода NPP по биомам России ($5,49 \pm 1,46$ Пг С, продукт ДЗЗ MOD17A3HGF). Основной вклад в NPP на территории России приносят лиственничники ($15,3 \pm 4,3$ %), лиственные леса ($12,9 \pm 3,6$ %) и луговые биомы ($11,4 \pm 2,7$ %).

Согласно глобальным продуктам ДЗЗ, среднемноголетняя эмиссия углерода от природных пожаров на территории России составляет 130–210 Тг С (другими словами, ~2,5–3,5 % производимой экосистемами продукции сгорает в ходе пожаров). Согласно глобальным продуктам ДЗЗ и исследованиям по территории России, на лесные пожары приходится около 70 % всей пожарной эмиссии.

На примере регионов интереса показано влияние пожаров на NPP:

1. В лиственничниках Якутии на примере года с аномальной пожарной активностью показано снижение продуктивности (NPP) лесов, однако значительную роль играют другие факторы;
2. На примере луговых биомов Дальнего Востока России показано, что в силу пика пожарной активности весной и осенью, вне сезона активной вегетации, пожары практически не оказывают влияние на NPP луговой растительности.

Для выделенных регионов произведена оценка нетто-экосистемного обмена NEE, составившая $-0,2 \dots 3,6$ Тг С для лиственничников Якутии и $2-7,3$ Тг С для лугов Дальнего Востока России соответственно (положительные значения означают поглощение углерода).

ЛИТЕРАТУРА

- Барталев С. А., Егоров В. А., Жарко В. О., Лупян Е. А., Плотников Д. Е., Хвостиков С. А., Шабанов Н. В. Спутниковое картографирование растительного покрова России. М.: ИКИ РАН, 2016. 208 с.
- Бондур В. Г., Гордо К. А., Зима А. Л. Исследование из космоса последствий природных пожаров на территории России для разных типов растительного покрова // Исслед. Земли из космоса. 2022. № 6. С. 74–86. DOI: 10.31857/S0205961422060033.
- Ершов Д. В., Сочилова Е. Н. Оценка прямых пирогенных эмиссий углерода в лесах России за 2020 год по данным дистанционного мониторинга // Вопросы лесной науки. 2020. Т. 3. № 4. 8 с. DOI: 10.31509/2658-607x-2020-3-4-1-8.
- Ершов Д. В., Ковганко К. А., Сочилова Е. Н. ГИС-технология оценки пирогенных эмиссий углерода по данным Тегга-MODIS и государственного учета лесов // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2009. Вып. 6. Т. 2. С. 365–372.
- Лупян Е. А., Лозин Д. В., Балашов И. В. и др. Исследование зависимости степени повреждений лесов пожарами от интенсивности горения по данным спутникового мониторинга // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2022. Т. 19. № 3. С. 217–232. DOI: 10.21046/2070-7401-2022-19-3-217-232.
- Матвеев А. М., Барталев С. А. Сравнительный анализ оценок эмиссии углерода от природных пожаров на территории России на основании данных глобальных продук-

- тов Д33 // Материалы 21-й Международ. конф. «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». М.: ИКИ РАН, 13–17 нояб. 2023 г. С. 447. DOI: DOI 10.21046/21DZZconf-2023a.
- Национальный доклад о кадастре антропогенных выбросов и абсорбции поглотителями парниковых газов не регулируемых Монреальским протоколом за 1990–2021 гг. Часть 1. М., 2023. 479 с.
- Anderson R. C.* Evolution and origin of the Central Grassland of North America: climate, fire, and mammalian grazers // *The J. Torrey Botanical Society*. 2006. V 133. No. 4. P 626–647. DOI: 10.3159/1095-5674(2006)133[626:EAOOTC]2.0.CO;2.
- Anderson K., Chen J., Englefield P.* et al. The Global Forest Fire Emissions Prediction System version 1.0: Preprint // *Geoscientific Model Development*. 2024. 57 p. DOI: 10.5194/gmd-2024-31.
- Darmenov A., da Silva A.* The quick fire emissions dataset (QFED): Documentation of versions 2.1, 2.2, and 2.4 // *Technical Report Series on Global Modeling and Data Assimilation*. NASA//TM-2015-104606. V. 38. 2015.
- Endsley K. A., Zhao M., Kimball J. S., Devadiga S.* Continuity of Global MODIS Terrestrial Primary Productivity Estimates in the VIIRS Era Using Model-Data Fusion // *J. Geophysical Research: Biogeosciences*. 2023. V. 128. Article e2023JG007457. DOI: 10.1029/2023JG007457.
- Fan L., Wigneron J. P., Ciais P.* et al. Siberian carbon sink reduced by forest disturbances // *Nature Geosciences*. 2023. V. 16. P. 56–62. DOI: 10.1038/s41561-022-01087-x.
- Ichoku C., Ellison L.* Global top-down smoke-aerosol emissions estimation using satellite fire radiative power measurements // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2014. V. 14. P. 6643–6667. DOI: 10.5194/acp-14-6643-2014.
- Jiang F., Ju W., He W.* et al. A 10-year global monthly averaged terrestrial net ecosystem exchange dataset inferred from the ACOS GOSAT v9 XCO₂ retrievals (GCAS2021) // *Earth System Science Data*. 2022. V. 14. P. 3013–3037. DOI: 10.5194/essd-14-3013-2022.
- Kaiser J. W., Heil A., Andreae M. O.* et al. Biomass burning emissions estimated with a global fire assimilation system based on observed fire radiative power // *Biogeosciences*. 2012. V. 9. P. 527–554. DOI: 10.5194/bg-9-527-2012.
- Lu B., He Y., Tong A.* et al. Evaluation of spectral indices for estimating burn severity in semiarid grasslands // *Intern. J. Wildland Fire*. 2016. V. 25. P. 147–157. DOI: 10.1071/WF15098.
- Liu J., Baskaran L., Bowman K.* et al. Carbon Monitoring System Flux Net Biosphere Exchange 2020 (CMS-Flux NBE 2020) // *Earth System Science Data*. 2021. V. 13. P. 299–330. DOI: 10.5194/essd-13-299-2021.
- Ostroukhov A., Klimina E., Kuptsova V., Naito D.* Estimating Long-Term Average Carbon Emissions from Fires in Non-Forest Ecosystems in the Temperate Belt // *Remote Sensing of Environment*. 2022. V. 14. Article 1197. DOI: 10.3390/rs14051197.
- Ponomarev E. I., Zabrodin A. N., Shvetsov E. G., Ponomareva T. V.* Wildfire Intensity and Fire Emissions in Siberia // *Fire*. 2023. V. 6. Article 246. DOI: 10.3390/fire6070246.
- Randerson J. T., Thompson M. V., Malmstrom C. M., Field C. B., Fung I. Y.* Substrate limitations for heterotrophs: Implications for models that estimate the seasonal cycle of atmospheric CO₂ // *Global Biogeochemical Cycles*. 1996. V. 10. No. 4. P. 585–602. DOI: 10.1029/96GB01981.
- Running S. W., Zhao M.* User's Guide Daily GPP and Annual NPP (MOD17A2H/A3H) and Year-end Gap-Filled (MOD17A2HGF/A3HGF) Products NASA Earth Observing System MODIS Land Algorithm (For Collection 6.1). V. 1.1. 2021.
- Shvidenko A., Schepaschenko D., Sukhinin A., McCallum I., Masyutov S.* Carbon Emissions from Forest Fires in Boreal Eurasia between 1998–2010 // *Proc. 5th Intern. Wildland Fire Conf.* 2011. <https://pure.iiasa.ac.at/9789>.
- Tang X., Fan S., Du M.* et al. A globally gridded heterotrophic respiration dataset based on field observations. 2019. DOI: 10.6084/m9.figshare.8882567.v7.
- Vivchar A. V., Moiseenko K. B., Pankratova N. V.* Estimates of carbon monoxide emissions from wildfires in Northern Eurasia for air quality assessment and climate modeling

- // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2010. V. 46. P. 281–293. DOI:10.1134/S0001433810030023.
- van Wees D., van der Werf G. R., Randerson J. T. et al. Global biomass burning fuel consumption and emissions at 500 m spatial resolution based on the Global Fire Emissions Database (GFED) // Geoscientific Model Development. 2022. V. 15. P. 8411–8437. DOI: 10.5194/gmd-15-8411-2022.
- van der Werf G. R., Randerson J. T., Giglio L. et al. Global fire emissions estimates during 1997–2016 // Earth System Science Data. 2017. V. 9. P. 697–720. DOI: 10.5194/essd-9-697-2017.
- Wiedinmyer C., Kimura Y., McDonald-Buller E. C. et al. The Fire Inventory from NCAR version 2.5: an updated global fire emissions model for climate and chemistry applications // Geoscientific Model Development. 2023. V. 16. P. 3873–3891. DOI: 10.5194/gmd-16-3873-2023.

THE IMPACT OF WILDFIRES ON THE LAND ECOSYSTEMS CARBON NET PRIMARY PRODUCTION BASED ON MODIS REMOTE SENSING PRODUCTS

A. M. Matveev, S. A. Bartalev

Space Research Institute of the RAS, Moscow, Russia

In this paper, we review the net primary production (NPP), heterotrophic respiration (R_h), and wildfire carbon emissions estimates obtained from remote sensing for the territory of Russia. For distinct landcover classes in Russia, annual NPP and wildfire emissions estimates are presented. For larch forests of Yakutia and meadows of the Amur Basin, a case study of wildfires impact on NPP dynamics is conducted and net ecosystem exchange (NEE) is calculated.

Keywords: Net primary production, carbon emissions, wildfires, carbon budget, MODIS

Matveev Alexey Mikhailovich — engineer, PhD student, matveevhwre@gmail.com
Bartalev Sergey Aleksandrovich — head of laboratory, doctor of technical sciences

ВЫБОР ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА СОЛНЕЧНОГО ДАТЧИКА ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В СОСТАВЕ НАУЧНЫХ ПРИБОРОВ, ТРЕБУЮЩИХ ИНДИВИДУАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ НА СОЛНЦЕ

А. А. Матюхин, К. Ю. Соловьев

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Описывается применение солнечных датчиков в составе комплексов научной аппаратуры для изучения параметров солнечного ветра, что реализуется для корректной интерпретации полученных с приборов данных. Рассмотрена классификация солнечных датчиков в зависимости от типа используемого чувствительного элемента, кратко изложены принципы работы данных классов и проведено сравнение их характеристик. Выполнен обзор фотодетекторов среди продукции отечественных производителей, с учётом специфики применения обоснован выбор квадрантного фотодиода (QD-фотодиода). Описана математическая модель работы солнечного датчика с квадрантным фотодиодом, на основе чего спроектирован его предварительный облик. Рассмотрены принятые конструктивные особенности и проведена оценка погрешности датчика.

Ключевые слова: космическое приборостроение, солнечный датчик, позиционно-чувствительный детектор, квадрантный фотодиод, QD-фотодиод

ПРИМЕНЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ДАТЧИКОВ В СОСТАВЕ ПРИБОРНЫХ КОМПЛЕКСОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

В основном солнечные датчики являются частью системы ориентации космических аппаратов (КА). Однако также существует их нишевое применение в составе научной аппаратуры, предназначенной для измерения параметров солнечного ветра. Информация об отклонении оси входных окон датчиков прибора от направления на Солнце необходима для корректной интерпретации полученных им данных, при этом она не всегда может быть получена от солнечных датчиков служебных систем для предварительной обработки на борту. В качестве примера можно упомянуть плазменный спектрометр БМСВ (быстрый монитор солнечного ветра), установленный на орбитальной астрофизической обсерватории «Спектр-Р», который позволил провести измерения параметров солнечного ветра с высоким временным разрешением — до 31 мс — благодаря чему были выявлены процессы длительностью в доли секунд. Подробнее о приборе БМСВ (рис. 1, см. с. 84) и результатах его измерений изложено в работе (Застенкер и др., 2013).

Другим ярким примером стал научный комплекс для мониторинга параметров солнечного ветра Heliophysics Environmental and Radiation Measurement Experiment Suite (HERMES), который планируется разместить на внешней поверхности будущей лунной орбитальной станции Lunar Gateway. Особенности работы комплекса является уникальная изменчивость условий, так как часть времени станция будет скрыта от прямого солнечного воздействия хвостом магнитосферы Земли. На текущий момент в состав HERMES входит четыре прибора (рис. 2, см. с. 84): анализатор ионов и протонов SPAN-I (*англ.* Switch Port Analyzer) (включает собственный блок электроники SWEM), датчик ионов и электронов MERiT, датчик низкоэнергетических электронов EEA и магнитометр NEMISIS (*англ.* Near-Earth Magnetometer in a Small Integrated System). Датчик солнечного света научного комплекса располагается на стреле рядом с магнитометром, однако из-за такого раз-

Матюхин Андрей Андреевич — инженер, matyukhin@cosmos.ru

Соловьев Константин Юрьевич — ведущий инженер, soloviev@cosmos.ru

мещения он испытывает трудности с обеспечением теплового режима. Подробнее о научном комплексе HERMES изложено в работе (Burt et al., 2022).

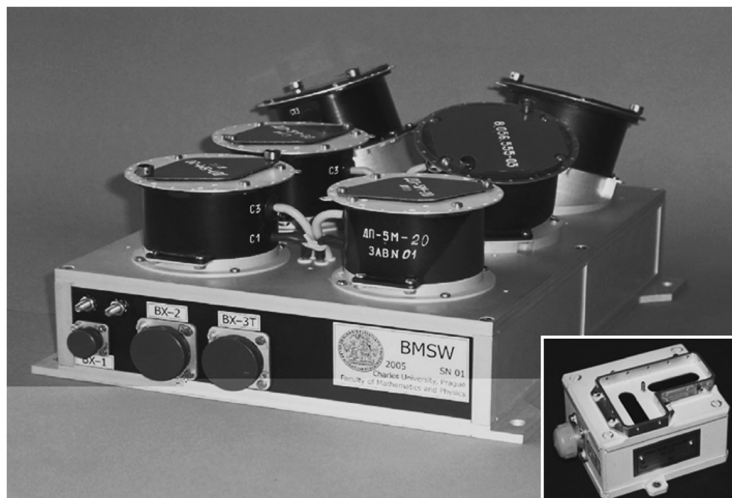


Рис. 1. Фотографии основного блока прибора БМСВ и датчика съема сигналов ДСС (на врезке)

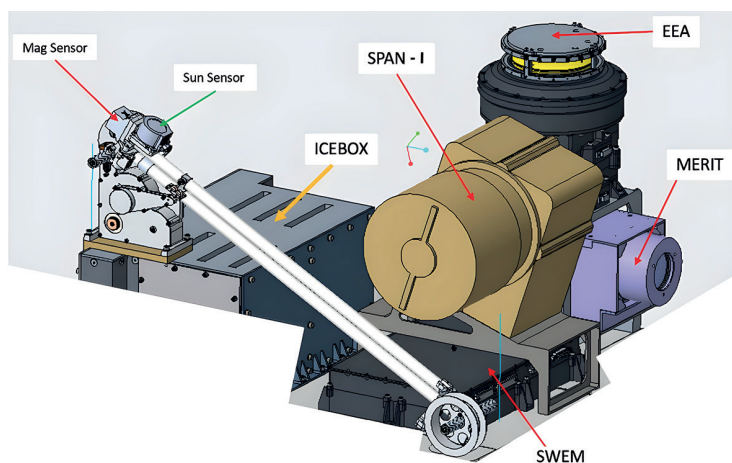


Рис. 2. Состав научного комплекса HERMES

Так как в описанных сценариях солнечный датчик является составной частью научного прибора, существует необходимость минимизировать его размеры и массу, чтобы использовать ресурсы преимущественно на основную задачу прибора. По той же причине требуется минимизировать потребление электроэнергии. При этом в отличие от выпускаемых миниатюрных солнечных датчиков для наноспутников, к солнечным датчикам для научных комплексов предъявляются гораздо более строгие требования по надёжности и срокам сохранения работоспособности в изменяющихся в широких пределах внешних условиях, в том числе при работе вне радиационных поясов Земли.

Ввиду того, что информация с датчика служит только для уточнения данных с прибора, погрешность в определении отклонения от направления на Солнце равную $0,1-1^\circ$ можно считать приемлемой, что относится к умеренному классу точности.

ВЫБОР ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА СОЛНЕЧНОГО ДАТЧИКА

Классификация солнечных датчиков по типу чувствительного элемента

В зависимости от используемого чувствительного элемента солнечные датчики можно классифицировать на косинусные, фасеточные и позиционно-чувствительные (рис. 3). В первом случае используются простейшие фотоэлементы: фоторезистор, фотодиод или фототранзистор — в которых величина выходного параметра меняется в зависимости угла падения солнечного излучения:

$$I \sim E \sim E_0 \cos(\alpha),$$

где I — величина выходного сигнала датчика; E — освещённость фотоприёмника; E_0 — освещённость при нормальном падении солнечных лучей; α — угол падения солнечного излучения на фотоэлемент.

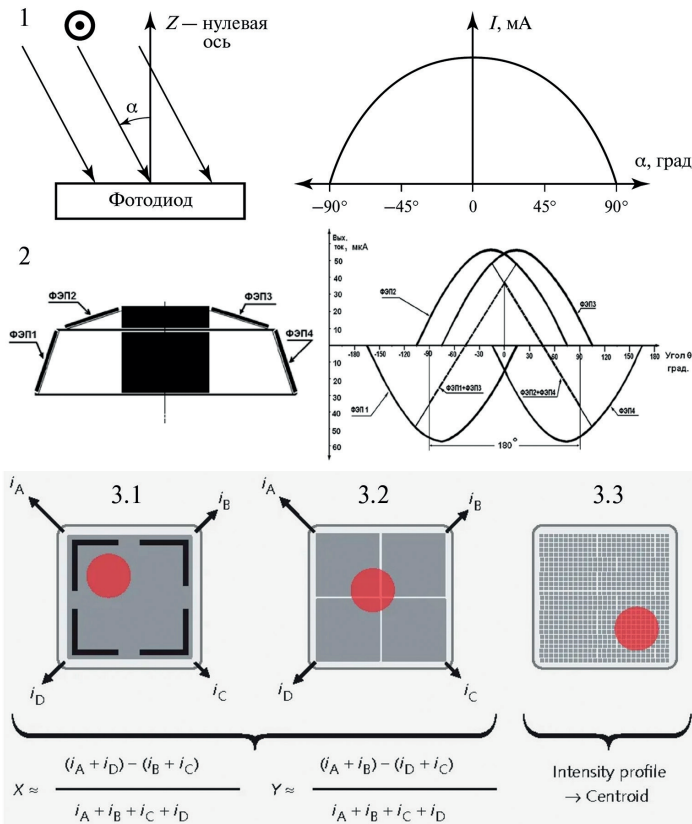


Рис. 3. Принципы работы чувствительных элементов, использующихся в солнечных датчиках: 1 — единственный простейший фотодиод; 2 — набор разноориентированных ФЭП; 3.1 — фотодиод с продольным фотоэффектом; 3.2 — квадрантный фотодиод; 3.3 — ПЗС-или КМОП-матрица

Фасеточные датчики представляют собой набор разноориентированных фотоэлектрических преобразователей (ФЭП). Простейший однокоординатный датчик данного типа состоит из пары косинусных датчиков, размещаемых на некоторой подложке под одинаковым наклоном к базовой плоскости симметрично друг другу. Однако изменяя тип ФЭП, их общее количество и конфигурацию, можно значительно влиять на поле зрения датчика и точность определения направления на Солнце. К примеру, использование двух взаимно перпендикулярных пар ФЭП, расположенных на четырёхгранной пирамиде, позволяет не только проводить измерение по двум углам, но и ввести дополнительное условие правильности функционирования датчика: фотометрический баланс — равенство величин сигналов от каждой связанной пары ФЭП. При этом для увеличения поля зрения или точности датчика необязательно использовать какие-либо оптические элементы, которые могут существенно усложнить конструкцию и увеличить общую стоимость. Это можно осуществить путём наращивания числа граней подложки, отличающихся углом крутизны (Глазков, 2011; Глазков, Котцов, 2009).

В основе позиционно-чувствительных датчиков применяются следующие типы детекторов: квадрантные фотодиоды (QD-фотодиоды (*англ.* Quadrant Detector), четырёхэлементные фотодиоды), координатно-чувствительные фотодиоды с продольным фотоэффектом LEP (*англ.* Lateral Effect Photodiode), линейные и матричные ПЗС (прибор с зарядовой связью, *англ.* CCD, charge-coupled device) и КМОП (комплементарная структура металл — оксид — полупроводник, *англ.* CMOS, complementary metal — oxide — semiconductor) фотоприёмники. Общий принцип их работы одинаков и заключается в отслеживании центра светового пятна, которое создаётся при прохождении света через диафрагму, на чувствительной поверхности детектора. Обычно используют круглое или квадратное отверстие, либо узкую щель.

Квадрантный или QD-фотодиод — это массив из четырёх независимых или имеющих один общий электрод фотодиодов, расположенных симметрично и на минимальном расстоянии друг от друга. Как правило, отверстие диафрагмы располагается непосредственно над центром детектора. В случае, когда Солнце относительно датчика находится в зените, засвеченные площади фотодиодов, а следовательно, и выходные токи равны. Однако при малейшем отклонении координат солнечного пятна от центра это равенство нарушается, и по соотношениям токов фотодиодов можно определить величину отклонения.

Фотодиоды с продольным фотоэффектом или LEP обладают одной рабочей поверхностью. При попадании пятна света в ней генерируются токи, перетекающие к выходным контактам через резистивную подложку. С учётом того, что материал подложки считается изотропным и что сила тока уменьшается пропорционально пройденному пути в проводнике, значения выходных токов однозначно определяют расстояние от центра светового пятна до контактов.

Фотоприёмники ПЗС (CCD) и КМОП (CMOS) представляют собой одномерный (линейки) или двумерный (матрицы) массив фотоэлементов, в которых определение центра светового пятна осуществляется путём поиска засвеченных пикселей. В ПЗС-фотоприёмниках обработка сигналов с фотоэлементов происходит пакетами, с ряда пикселей, в виде аналогового сигнала, тогда как в КМОП-фотоприёмниках с каждым фотодиодом работает свой усилитель и аналогово-цифровой преобразователь, в результате чего на выходе получают цифровые сигналы от отдельных пикселей. Ввиду этого КМОП-элементы обладают большей скоростью считывания по сравнению с ПЗС, но меньшей светочувствительностью, так как компоненты дополнительной обработки располагаются на самом датчике, уменьшая тем самым его рабочую поверхность. Также КМОП обладают меньшим энергопотреблением и стоимостью из-за более простого процесса изготовления, однако более подвержены шумам.

В работе (Salgado-Conrado, 2017) проведён обзор различного конструктивного исполнения солнечных датчиков и решения разработчиков по улучшению их характеристик. Среди последних можно выделить: применение оптических средств для коллимации света; использование эффекта дифракции; сочетание нескольких косинусных датчиков и геометрических объектов (стержень, крестообразная стенка и пр.), от которых при отклонении будет падать тень; создание нескольких щелей, расположенных под углом друг относительно друга (например, N-образная щель), в диафрагме для ПЗС- или КМОП-линейки, что даёт изначально однокоординатному датчику некоторое поле обзора относительно второй координаты.

Характеристики солнечных датчиков

Ниже представлена сравнительная таблица различных солнечных датчиков в зависимости от типа используемого в них чувствительного элемента. Источник: электронный портал Satsearch, The global marketplace for the space industry (<https://satsearch.co>).

Сравнение характеристик солнечных датчиков, представленных на рынке

№	Модель солнечного датчика, производитель	Тип чувствительного элемента	Поле обзора, град	Точность, град	Размеры, мм	Масса, г
1	Cosine Sun Sensor (CoSS), Bradford Space	Косинусный датчик	± 80	± 3	30×30×14,5	24
2	Redundant Cosine Sun Sensor, Bradford Space		± 90	± 3	45×37×6	15
3	Coarse Sun Sensor, Redwire Space			$\pm 2-5$	28×19×12	10
4	Micro Sun Sensor, Redwire Space		± 85	± 5	23×15,3×6	2
5	Coarse Sun Sensor, Bradford Space	Фасеточный датчик	± 90	$\pm 1-1,5$	110×110×30	215
6	Sun sensor array, OCE Technology		± 60	± 1	60×60×26	77
7	Coarse Sun Sensor Pyramid, Redwire Space		$> \pm 90$		89×89×43	130
8	Analog Pyramid Sun Sensor, Suzhou Everlight Space Technology Co., Ltd.		± 85	—	55×36×19	—
9	Mini Fine Sun Sensor, Bradford Space	Квадрантный фотодиод	± 64	$\pm 0,2-1,5$	50×46×17	50
10	BiSon64-ET, Lens R&D		± 58	$\pm 0,5$	49×49×10	24
11	SS200, AAC Clyde Space		± 55	$\pm 0,3$	24,7×15×3,5	3
12	NanoSSOC-A60, Solar MEMS Technologies S. L.		± 60	$\pm 0,5$	27,4×4×5,9	4
13	AQUILA-D02 (NFSS-411), NewSpace Systems	—	± 70	$\pm 0,2$	34×40×20	37

№	Модель солнечного датчика, производитель	Тип чувствительного элемента	Поле обзора, град	Точность, град	Размеры, мм	Масса, г
14	Digital Slit Sun Sensor (DSSS), Institute of Atmospheric Physics AS CR	КМОП-матрица	±40	±0,1	52×52×26	120
15	GEN2: CubeSense Sun, CubeSpace		±83	±0,2	35×22×24	15
16	Digital Sun Sensor (±64°), Redwire Space	Две ортогональные КМОП-линейки	±64	±0,5	81×81×20	250
17	SX-SBOX-SUNS-01, СПУТНИКС	ПЗС/КМОП-матрица	±45	±0,15	43×43×16	45

Примечание: п. 13 — предположительно солнечный датчик, который планировалось использовать в составе приборного комплекса HERMES; п. 14 — более поздняя версия датчика, использованного в приборе БМСВ (ранее использовались две ортогональные КМОП-линейки).

Исходя из рассмотренных в таблице примеров видно, что по обозначенному в начале требованию к точности косинусные датчики не подходят. Точность фасеточного датчика теоретически можно поднять до необходимого уровня, однако это приведёт к увеличению его размеров и массы, которые и так имеют большие значения по сравнению с другими типами. Таким образом, можно сделать предварительный вывод, что позиционно-чувствительный датчик представляется наиболее подходящим классом с учётом поставленных задач.

Выбор чувствительного элемента для рассматриваемого солнечного датчика

Помимо общего рассмотрения вопросов применения солнечных датчиков в научной аппаратуре, цель данной работы состоит в анализе потенциальной возможности создания солнечного датчика с требуемыми параметрами на основе отечественной компонентной базы. В результате изучения ассортимента фотоприёмников, выпускаемых отечественной промышленностью, выделены те из них, которые потенциально могут быть использованы в основе предлагаемого солнечного датчика. В общем виде перечень подходящих и доступных фотоприёмников включает:

- КМОП- и ПЗС-матрицы с разрешением от 256×256 до 2048×2048 и более;
- линейные ПЗС-фотоприёмники на 500–1024 фоточувствительных элементов;
- квадрантные фотодиоды в металлических корпусах с различными габаритами и бескорпусные.

В случае применения матричных фотоприёмников возникает необходимость работать с большим количеством информационных и управляющих выводов с применением специально разработанных алгоритмов. Фотоприёмники ПЗС дополнительно требуют подачи набора импульсных сигналов различной амплитуды и длительности на управляющие выводы элемента. В результате невозможно использовать матричный фотоприёмник без сложной системы управления, которая

вместе с самим фотоприёмником увеличивает габариты, массу, энергопотребление и сложность устройства. Использование программных алгоритмов обработки изображения позволяет применить математические методы повышения точности измерения координаты пятна засветки. Но в рассматриваемом применении для научных приборов такая возможность вместе со сложностью предполагаемого устройства видится избыточной, так как достаточно умеренной точности, а габариты, масса и энергопотребление выступают критическими параметрами.

При рассмотрении линейных ПЗС-фотоприёмников отечественного производства возникают проблемы, аналогичные варианту с матричными фотоприёмниками. В общем случае для измерения координат светового пятна по двум осям необходимо использовать два линейных фотоприёмника, расположенных ортогонально. При этом также требуется обеспечить подачу импульсных управляющих сигналов различной амплитуды и обработать выходные сигналы. С учётом размеров всех необходимых элементов подобная схема не даёт особого преимущества по габаритам и сложности в сравнении с матричными фотоприёмниками. Существуют методики использования одиночного линейного фотоприёмника со световой щелью сложной формы для определения угла направления к солнцу в двух плоскостях (Wei et al., 2011), но такая схема не даёт одинакового угла обзора по двум направлениям и не удовлетворяет требованиям к рассматриваемому солнечному датчику.

Отдельно можно отметить, что матричные и линейные фотоприёмники на порядок дороже квадрантных фотодиодов и их стоимость при использовании может внести существенный вклад в затраты на создание всего научного прибора.

Квадрантные фотодиоды в общем случае не требуют сложной и габаритной системы управления. Достаточно организовать усиление и первичное преобразование аналогового сигнала, который далее может быть как передан для обработки в аналоговом виде, так и оцифрован и, в том числе, подвергнут цифровой обработке непосредственно в самом солнечном датчике.

Среди отечественных квадрантных фотодиодов, изготавливаемых в металлических корпусах, часть имеет относительно большие габариты (около 30 мм в диаметре) и относительно высокое рабочее напряжение обратного смещения (около 200 В), что усложняет схему опроса. Другая часть изготавливается в корпусе диаметром около 6 мм и высотой 7–9 мм, но накладывает ограничения на конструктив светового окна и угол поля обзора солнечного датчика из-за того, что фоточувствительные элементы находятся не на поверхности, а в глубине корпуса. Все отечественные квадрантные фотодиоды в металлических корпусах изготавливаются с общим анодом или общим катодом, что ограничивает возможные схемотехнические решения схемы первичной обработки выходного сигнала.

Преимуществом плоских квадрантных фотодиодов становится возможность их размещения на минимальном расстоянии от светового окна. Таким образом достигается максимально возможный угол обзора. Отечественной промышленностью выпускаются плоские квадрантные фотодиоды на текстолитовой подложке, имеющие различные диапазоны чувствительности и различную конфигурацию выводов, в том числе варианты с полностью независимыми квадрантами. Габариты таких фотодиодов вместе с возможными схемами обработки сигналов позволяют разместить их в количестве нескольких штук в одном солнечном датчике без существенного увеличения его размеров для реализации мер повышения надёжности и/или точности датчика.

С учётом проведённого сравнения было принято решение о дальнейшем анализе возможности использования плоского квадрантного фотодиода отечественного производства на текстолитовой подложке с отдельными выводами фотодиодов каждого квадранта и о необходимости оценки погрешностей солнечного датчика, обусловленных непосредственно фотодиодом.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАБОТЫ СОЛНЕЧНОГО ДАТЧИКА НА ОСНОВЕ КВАДРАНТНОГО-ФОТОДИОДА

Геометрическая задача: соотношения засвеченных площадей фотоэлементов

Рассмотрим расчётную схему, представленную на рис. 4. Световой поток, проходя через защитное стекло (1) и тонкую диафрагму (2) толщиной h с квадратным отверстием, сторона которого равна a , что соответствует линейному размеру одного фотоэлемента, засвечивает квадрантный фотодиод, расположенный под диафрагмой на расстоянии H . Четыре фотоэлемента квадрантного фотодиода пронумерованы по аналогии с четвертями декартовой системы координат. Величина зазора между чувствительными элементами равна l_n .

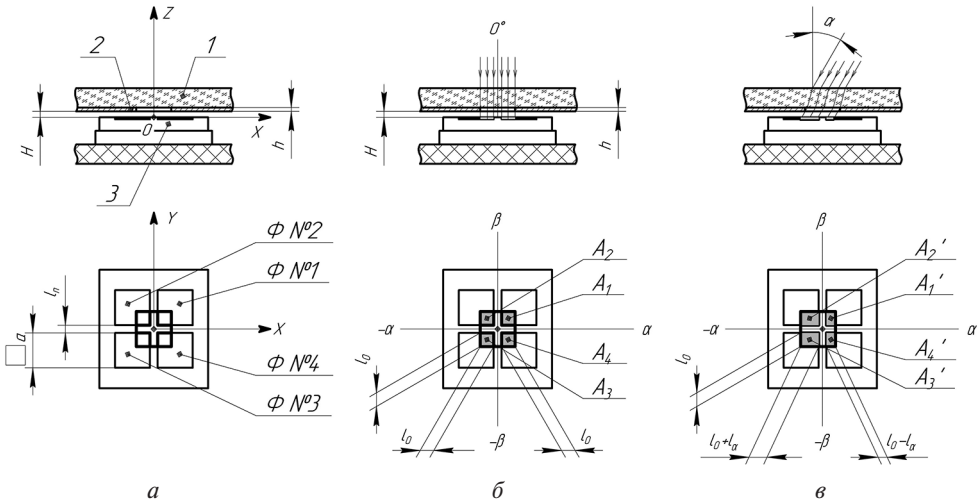


Рис. 4. Расчётная схема квадрантного фотодиода: *a* — основные составляющие (1 — защитное стекло; 2 — диафрагма; 3 — квадрантный фотодиод) и связанная с датчиком система координат; *б* — картина при отсутствии отклонения светового потока от нормали; *в* — изменение картины при отклонении светового потока от нормали на некоторый угол α

Введём привязанную к центру датчика систему координат, где ось OX соответствует горизонтальной оси, OY — вертикальной, а ось OZ направлена вверх и характеризует нулевое положение светового потока (см. рис. 4). Обозначим углы падения проекций вектора светового потока на плоскости XOZ и YOZ — α и β соответственно (см. рис. 4). Тогда величина выходного тока, вырабатываемого на i -м фотоэлементе, равна:

$$I_i(\alpha, \beta) = S_I \Phi = S_I E_e \cos(\gamma(\alpha, \beta)) A_i(\alpha, \beta), \quad (1)$$

где S_I — абсолютная токовая чувствительность детектора (в А/Вт); E_e — энергетическая плотность потока излучения (в Вт/м²) при нормальном падении светового потока; $\gamma(\alpha, \beta)$ — общий угол отклонения от нормали, $\gamma(\alpha, \beta) = \arctan\left(\sqrt{\tan^2(\alpha) + \tan^2(\beta)}\right)$, с учётом тригонометрических формул можно переписать: $\cos(\gamma(\alpha, \beta)) = \left(\sqrt{1 + \tan^2(\alpha) + \tan^2(\beta)}\right)^{-1}$; A_i — засвеченная площадь i -го фотоэлемента (в м²).

Из выражения (1) видно, что расчётные формулы для углов α и β удобно получить, рассмотрев соотношения сумм выходных токов со связанных пар фотоэлементов. Для α это $I_1 + I_4$ к $I_2 + I_3$, для β : $I_1 + I_2$ к $I_3 + I_4$. Причём если сократить общие множители, станет очевидно, что углы падения проекций зависят только от засвеченных площадей: $\alpha \sim (A_1 + A_4)/(A_2 + A_3)$ и $\beta \sim (A_1 + A_2)/(A_3 + A_4)$.

Для построения математической модели работы квадрантного фотодиода решим обратную задачу. Будем считать, что углы отклонения светового потока по горизонтальной α и вертикальной β оси системы координат, связанной с датчиком, известны. Для начала требуется определить засвеченную площадь на каждом из четырёх фотоэлементов.

Как видно на рис. 4б в случае, когда световой поток не отклонён от нулевого положения, т. е. падает перпендикулярно рабочей поверхности квадрантного фотодиода, засвеченные площади фотоэлементов A_1, A_2, A_3 и A_4 равны друг другу и соответствуют величине:

$$A_0 = l_0 l_0,$$

где l_0 — сторона засвеченного квадранта в нулевом положении, $l_0 = (a - l_i)/2$.

При отклонении светового потока на некоторый угол α в горизонтальной плоскости картина изменится так, как это показано на рис. 4в. В общем же случае выражения засвеченных площадей будут выглядеть следующим образом:

$$A_1(\alpha, \beta) = [l_0 - x_{i1} \tan(\alpha)] \cdot [l_0 - x_{i3} \tan(\beta)], \quad A_2(\alpha, \beta) = [l_0 + x_{i2} \tan(\alpha)] \cdot [l_0 - x_{i3} \tan(\beta)],$$

$$A_3(\alpha, \beta) = [l_0 + x_{i2} \tan(\alpha)] \cdot [l_0 + x_{i4} \tan(\beta)], \quad A_4(\alpha, \beta) = [l_0 - x_{i1} \tan(\alpha)] \cdot [l_0 + x_{i4} \tan(\beta)],$$

где x_{ij} — коэффициенты, характеризующие поправку на толщину диафрагмы h . Если величина h мала по сравнению с $H + h$, их можно считать постоянными: $x_{ij} = H + h$. В противном случае их удобно представить в виде матрицы поправочных коэффициентов X :

$$X = \begin{bmatrix} H+h & H & H+h & H \\ H & H+h & H+h & H \\ H & H+h & H & H+h \\ H+h & H & H & H+h \end{bmatrix},$$

в которой номер строки i соответствует координатной четверти, из которой пришёл световой поток. К примеру, значения $\alpha > 0$ и $\beta > 0$ соответствуют $i = 1$; $\alpha < 0$ и $\beta > 0$ — $i = 2$ и т. д.

Таким образом, выражения для углов α и β следующие:

$$\alpha = \arctan \left(\frac{(A_2 + A_3 - A_1 - A_4)l_0}{(A_2 + A_3)x_{i1} + (A_1 + A_4)x_{i2}} \right), \quad (2)$$

$$\beta = \arctan \left(\frac{(A_4 + A_3 - A_1 - A_2)l_0}{(A_4 + A_3)x_{i3} + (A_1 + A_2)x_{i4}} \right). \quad (3)$$

Спектральная задача: величины выходных токов

При определении величин выходных токов, вырабатываемых фотоэлементами, необходимо учитывать, что детектор, во-первых, воспринимает не весь спектр излучения, а работает в конкретном диапазоне длин волн; во-вторых, в рабочем диапазоне его чувствительность непостоянна и зависит от длины волны. Из-за чего выражение (1) примет следующий вид:

$$I_i(\alpha, \beta) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_I(\lambda) E_{e1-2}(\lambda) d\lambda \cdot \cos(\gamma(\alpha, \beta)) A_i(\alpha, \beta),$$

где λ_1 и λ_2 — границы рабочего спектрального диапазона детектора.

Рассмотрим параметр $E_{e1-2}(\lambda)$. Здесь и в дальнейшем индекс «1-2» обозначает, что величина соотносится с рабочим диапазоном детектора. В некотором приближении Солнце можно рассматривать как абсолютно чёрное тело, следовательно, зависимость его спектральной плотности излучения можно описать формулой Планка:

$$r_\lambda(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1},$$

где h — постоянная Планка, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; c — скорость света, $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с; k — постоянная Больцмана, $k = 1,381 \cdot 10^{-23}$ Дж/К; T — эффективная температура поверхности Солнца, $T = 5785$ К.

Для нахождения доли энергии излучения определённого интервала спектра относительно полной энергии обычно используется формула Планка, преобразованная к относительному виду. Для этого введём безразмерные переменные:

$$x = \frac{\lambda}{\lambda_{\max}},$$

$$y(\lambda) = \frac{r_\lambda(\lambda, T)}{r_\lambda(\lambda_{\max}, T)}, \quad y(x) = \frac{r_\lambda(x, T)}{r_\lambda(1, T)}, \quad (4)$$

где $\lambda_{\max} = b/T \approx 501$ нм; находится из закона смещения Вина.

Аналогичным образом поступим с токовой чувствительностью детектора $S_I(\lambda)$, представив её безразмерной величиной:

$$S_\lambda(\lambda) = S_I(\lambda) / S_{\lambda_{\max}}, \quad (5)$$

где $S_\lambda(\lambda)$ — относительная спектральная чувствительность; зависит от материала детектора (рис. 5); $S_{\lambda_{\max}}$ — максимальное значение токовой чувствительности.

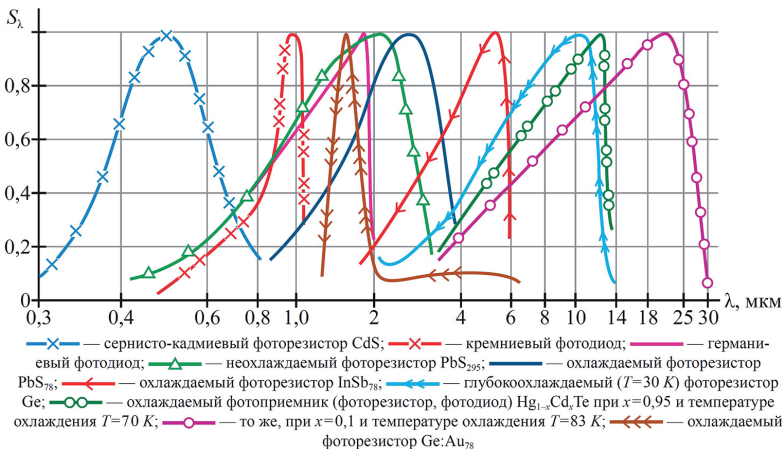


Рис. 5. Спектральные характеристики разных фотодетекторов на основе различных материалов (Торшина, Якушенков, 2017)

С учётом формул (4) и (5) выражение (1) можно представить в виде:

$$I_i(\alpha, \beta) = \frac{\int_0^{x_2} y(x) S_\lambda(x) dx}{\int_0^\infty y(x) dx} S_{\lambda_{\max}} E_{e\text{Sun}} \cos(\gamma(\alpha, \beta)) A_i(\alpha, \beta), \quad (6)$$

где $E_{e\text{Sun}}$ — плотность потока излучения Солнца на расстоянии 1 а. е. (солнечная постоянная), $E_{e\text{Sun}} = 1360 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$.

Обозначим первый множитель выражения (6) как коэффициент K_{1-2} , характеризующий поправку на рабочий диапазон детектора:

$$K_{1-2} = \frac{\int_0^{x_2} y(x) S_\lambda(x) dx}{\int_0^\infty y(x) dx}.$$

По сути, K_{1-2} представляет собой токовый КПД фотоэлементов относительно общего потока излучения, воспринимаемого детектором. Тогда величина выходного тока одного фотоэлемента:

$$I_i(\alpha, \beta) = K_{1-2} S_{\lambda_{\max}} E_{e\text{Sun}} \frac{A_i(\alpha, \beta)}{\sqrt{1 + \tan^2(\alpha) + \tan^2(\beta)}}. \quad (7)$$

Для кремниевых детекторов, работающих в диапазоне 400–1100 нм спектральные характеристики будут выглядеть, как показано на рис. 6, а коэффициент K_{1-2} равен 0,356.

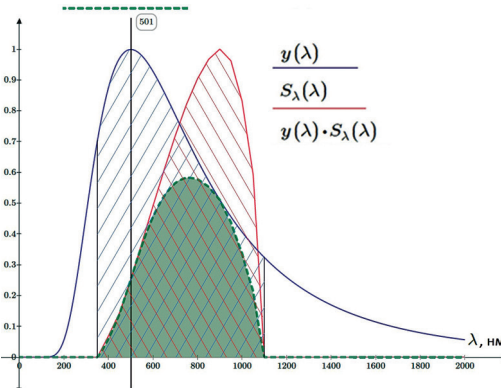


Рис. 6. Относительная спектральная плотность излучения и токовая чувствительность кремниевых детекторов (рабочий диапазон 400–1100 нм)

Оценка погрешности, обусловленная применением квадрантного фотодиода

Помимо полезных выходных токов, возникающих в результате явления фотоэффекта, в фотоэлементе также присутствуют хаотические сигналы со случайной амплитудой и частотой — шумы. Они ограничивают возможности детектора, так

как на их фоне становятся неразличимы полезные сигналы, характеризующие слабые изменения потоков излучения.

Шумовые токи возникают по внешним и внутренним причинам, поскольку в фотодиоде присутствуют:

- радиационный шум, вызванный флуктуациями поступающего на фотоэлемент потока излучения и фоновыми засветками, например от нагретых элементов самого детектора;
- генерационно-рекомбинационный шум, который вызывается флуктуациями числа и времени жизни заряженных частиц;
- тепловой шум, обусловленный с хаотическим тепловым движением свободных электронов в материале фотоэлемента;
- дробовый шум, связанный с дискретностью числа электронов, образующих ток; при добавлении или уменьшении числа носителей заряда будет наблюдаться пропорциональный всплеск или падение выходного сигнала;
- токовый шум (также $1/f$ -шум), объединяющий несколько видов шумов, которые существенно проявляются на низких частотах.

В случае модулированных потоков излучения для оценки шумов используют следующие параметры, указываемые в паспорте детекторов: порог чувствительности в единичной полосе частот Φ_{n1} или удельную обнаружительную способность D^* , связанные соотношением:

$$D^* = \sqrt{A}/\Phi_{n1},$$

где A — площадь фотоэлемента.

Тогда шумы $I_{ш}$ определяются следующим выражением:

$$I_{ш} = \Phi_{i1} S_I \sqrt{\Delta f} = \frac{1}{D^*} S_I \sqrt{A \Delta f}.$$

В случае если в паспорте и справочниках сведения о шумовых параметрах детектора отсутствуют, их оценку можно получить, воспользовавшись теоретическими формулами, приведённых в работе (Ишанин, Челибанов, 2014) для определения вышеперечисленных шумовых составляющих. Однако расчёты генерационно-рекомбинационного и радиационного шумов фотодиодов обычно не проводятся. Для генерационно-рекомбинационного шума необходимые для его оценки параметры не содержатся в паспортных данных ПОИ (время жизни и концентрация электронов, объём фотослоя), а радиационный шум во многом зависит от конструкции датчика и космического аппарата. К тому же для фотодиодов они не являются основными составляющими в отличие от токового, дробового и теплового шума.

При работе фотодиода в диодном режиме с немодулированными потоками излучения основным фактором, ограничивающим его порог чувствительности, становится темновой ток — ток, протекающий через фотодиод при отсутствии освещения (Ишанин, Челибанов, 2014). Величина темнового тока зависит от температуры, но для оценки примем значение, указанное в паспорте детектора (согласно ГОСТ 17772–88 сертификация приёмника оптического излучения должна проходить при $T = 20 \pm 5$ °C).

В рассматриваемом случае также будем учитывать разброс значений фототоков четырёх детекторов, указанный в паспорте. Определим предельно малый измеряемый угол падения светового потока $\gamma(\alpha, \beta)$. Так как выражения, полученные для расчёта углов α (2) и β (3), зависят только от соотношения площадей, для удобства представим максимальную оценку шума $I_{ш \max}$ в виде эквивалентной площади засветки $A_{ш}(\alpha, \beta)$, получаемой из выражения (7) (рис. 7, см. с. 95):

$$A_{ш}(\alpha, \beta) = \frac{I_i(\alpha, \beta) \sqrt{1 + \tan^2(\alpha) + \tan^2(\beta)}}{K_{1-2} E_{eSun}}$$

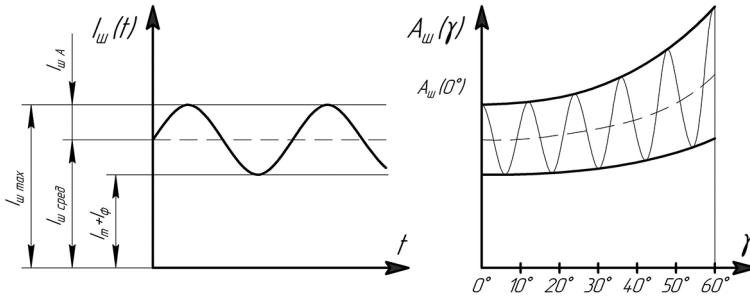


Рис. 7. Аналогия «шумовой» площади засветки $A_{ш}(\alpha, \beta)$

Рост величины $A_{ш}(\alpha, \beta)$ при увеличении угла падения отражает уменьшение полезных выходных токов, и, как следствие, более значимый вклад $I_{ш\max}$.

Оценку погрешности при измерении углов α и β проведём аналогично тому, как поступили в работе (Manojlović, 2022). Будем считать, что шумы оказывают влияние только на числитель выражений (2) и (3), тогда как для величины знаменателя (суммарного фототока) они будут пренебрежимо малы. Данный подход даёт максимальную оценку погрешности.

$$\alpha_{\pm}(\alpha, \beta) = \arctan \left(\frac{I_0(A_2 + A_3 - A_1 - A_4 \pm 2A_{ш}(\alpha, \beta))}{(A_2 + A_3)x_{i1} + (A_1 + A_4)x_{i2}} \right),$$

$$\beta_{\pm}(\alpha, \beta) = \arctan \left(\frac{I_0(A_4 + A_3 - A_1 - A_2 \pm 2A_{ш}(\alpha, \beta))}{(A_4 + A_3)x_{i3} + (A_1 + A_2)x_{i4}} \right).$$

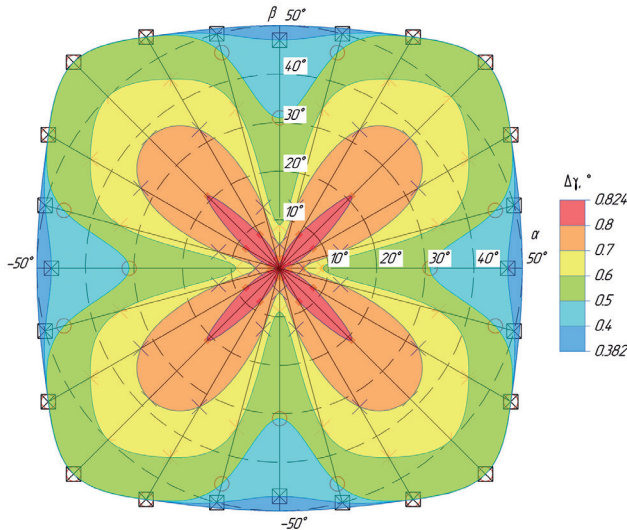


Рис. 8. Диаграмма пространственной неравномерности чувствительности выбранного квадрантного фотодиода

Таким образом, предельно малое отклонение общего угла падения светового потока следующее:

$$\Delta\gamma(\alpha, \beta) = \arctan\left[\sqrt{(\tan\alpha_+)^2 + (\tan\beta_+)^2}\right] - \arctan\left[\sqrt{(\tan\alpha_-)^2 + (\tan\beta_-)^2}\right].$$

Результаты оценки представлены в виде пространственной диаграммы (рис. 8, см. с. 95). Стоит отметить, что погрешность солнечного датчика зависит не только от детектора, но и от схемы обработки сигнала и должна оцениваться после калибровки с конкретной моделью детектора. Пока что предварительная оценка позволяет убедиться, что погрешность, обусловленная выбором квадрантного фотодиода, не превышает 1° и удовлетворяет изложенным выше требованиям.

Большая погрешность в центре относительно периферии датчика кажется неочевидной, но объясняется рассмотрением графика арктангенса: малые отклонения аргумента в нулевом положении оказывают более существенное влияние на изменение функции. На диагональных направлениях погрешность снижается медленнее из-за увеличения $A_{\text{ш}}(\alpha, \beta)$, о чём упоминалось ранее, и уменьшения суммарного фототока (знаменателя), вызванного толщиной диафрагмы.

Заключение

Проведённый анализ позволяет сделать вывод, что в основе солнечного датчика с учётом специфики его применения целесообразно использовать кремниевый квадрантный фотодиод. Поле зрения рассмотренного датчика будет соответствовать пространству, образованному четырьмя полуплоскостями, наклонёнными к оси OZ на угол $49,4^\circ$ и проходящими через границы его входного окна (рис. 9).

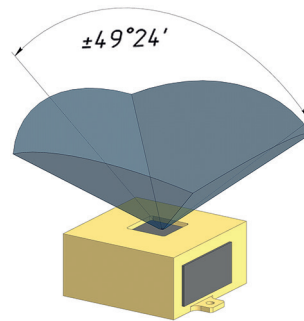


Рис. 9. Поле зрения предлагаемого датчика

ЛИТЕРАТУРА

- Глазков В. Д. Фасеточные солнечные датчики и их возможности // Механика, управление и информатика. 2011. № 2. С. 160–173.
- Глазков В. Д., Котцов В. А. Фасеточные датчики солнечной ориентации // Механика, управление и информатика. 2009. № 1. С. 136–145.
- Застенкер Г. Н., Шафранкова Я., Немечек З. и др. Быстрые измерения параметров солнечного ветра с помощью прибора БМСВ // Косм. исслед. 2013. Т. 51. № 2. С. 88–99. DOI: 10.7868/S0023420613020088.
- Ишанин Г. Г., Челибанов В. П. Приемники оптического излучения: Учеб. / Под ред. проф. В. В. Корогаева. СПб.: Изд-во «Лань», 2014. 304 с.
- Торшина И. П., Якушенков Ю. Г. Выбор приемника излучения при проектировании оптико-электронного прибора: Учеб. пособие. М.: Изд-во МИИГАиК, 2017. 58 с.
- Burt J., Goans M., Blackwood J., Brown K. Heliophysics environmental and radiation measurement experiment suite (HERMES): A small external payload for gateway with big challenges // 2022 IEEE Aerospace Conference (AERO). Big Sky, Montana, 5–12 March, 2022. DOI: 10.1109/AERO53065.2022.9843491.

- Manojlovic L.* AN-1173: Low voltage, ultra-low power, low-noise quadrant photodiode circuitry for high precision displacement measurement: application note / Renesas Electronics Corporation. 2022. 11 p.
- Salgado-Conrado L.* A review on sun position sensors used in solar applications // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2017. V. 82(10). P. 2128–2146. DOI: 10.1016/j.rser.2017.08.040.
- Wei M., Xing F., Li B.* Investigation of digital sun sensor technology with an n-shaped slit mask // Sensors. 2011. V. 11(10). P. 9764–9777. DOI:10.3390/s111009764.

SELECTION OF A SENSITIVE ELEMENT OF A SOLAR SENSOR FOR USE IN SCIENTIFIC PAYLOADS REQUIRING INDIVIDUAL MEASUREMENT OF THE DIRECTION OF THE SUN

A. A. Matyukhin, K. Y. Solovev

Space Research Institute RAS, Moscow, Russia

The paper describes the use of solar sensors as part of scientific payloads complexes for measuring solar wind parameters, which is used for the correct interpretation of the data obtained. The classification of solar sensors depending on the type of photosensitive element is considered, the principles of operation of these classes are outlined and their characteristics are compared. The analysis of photosensitive elements among the products of Russian manufacturers is carried out, the selection of a QD-photodiode is justified based on the specifics of the application. The mathematical model of a solar sensor operation with a QD photodiode is described, based on which the preliminary design was proposed. The proposed design features are considered and the measurement error of the sensor is estimated.

Keywords: space instrumentation, solar sensor, position-sensitive detector, QD-photodiode, quadrant detector

Matyukhin Andrey Andreevich — engineer, matyukhin@cosmos.ru
Solovev Konstantin Yurievich — lead engineer, soloviev@cosmos.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕГИСТРАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПАДЕНИИ ФОТОНОВ ПОД УГЛОМ К ДЕТЕКТОРУ СГС «ЧИБИС-АИ»

А. А. Мкртчян^{1,2}, А. С. Позаненко^{1,2}, П. Ю. Минаев²

¹ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

² Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Измерение поляризации электромагнитного излучения представляет дополнительные возможности диагностики как механизмов излучения, так и геометрии областей излучения. Примером астрофизических источников, для которых измерение поляризации определённо поможет ограничить модели механизмов излучения и выяснить природу гамма-излучения, служат космические гамма-всплески. Несмотря на многолетние исследования, механизм излучения этих явлений до сих пор остаётся невыясненным. Космические детекторы для измерения поляризации в гамма-диапазоне начали применяться сравнительно недавно, но уже есть многообещающие результаты, полученные экспериментом POLAR на китайской орбитальной станции. В работе исследуется эффективность регистрации поляризации при разных углах падения фотонов на детектор СГС «Чибис-АИ». Результаты моделирования позволяют определить оптимальные условия для измерения поляризации гамма-излучения.

Ключевые слова: космические гамма-всплески, GRB, линейная поляризация, комптоновский поляриметр, моделирование, Geant4

ВВЕДЕНИЕ

Особый интерес при регистрации астрофизических источников представляет измерение поляризации гамма-излучения. Примерами таких источников являются космические гамма-всплески. Несмотря на многолетние исследования, механизм излучения этих явлений до сих пор остаётся невыясненным. Предполагается, что измерения линейной поляризации гамма-всплесков позволят ограничить класс моделей излучения этих явлений. Принцип регистрации поляризации гамма-излучения основан на анизотропии комптоновского рассеяния (Klein, Nishina, 1929). Это свойство используется при разработке поляриметров, представляющих собой массив сегментированных сцинтилляционных детекторов (Kole, Sun, 2022). В Институте космических исследований РАН (ИКИ РАН) разрабатывается сегментированный гамма-спектрометр (СГС) в составе микроспутника «Чибис-АИ» (атмосфера – ионосфера). Моделирование данного комптоновского поляриметра осуществляется с помощью программного пакета Geant4.

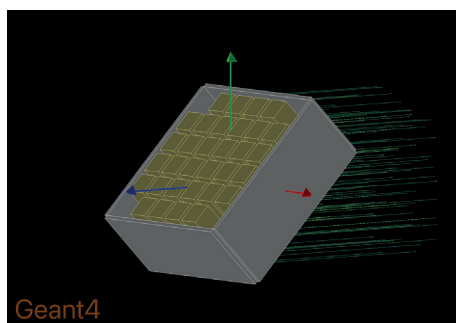


Рис. 1. Моделирование сегментированного детектора в Geant4

Мкртчян Аркадий Ашотович — студент, mkr.aa@phystech.edu

Позаненко Алексей Степанович — ведущий научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Минаев Павел Юрьевич — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Детали устройства комптоновских поляриметров можно найти в статье (Мкртчян и др., 2023). В настоящей работе исследуется эффективность регистрации поляризации гамма-излучения при разных углах падения фотонов на детектор СГС «Чибис-АИ» (рис. 1, см. с. 98).

ПЛОЩАДЬ ДЕТЕКТОРА

В моделировании падение фотонов под углом к детектору реализовано поворотом самого детектора вокруг одной из осей координат без изменения направления движения фотонов. Для сравнения эффективности регистрации поляризации при разных углах падения необходимо перейти от числа падающих фотонов к понятию плотности потока фотонов. Плотность потока фотонов определяется как отношение числа падающих фотонов и видимой площади детектора. Здесь под видимой площадью детектора понимается площадь «тени», отбрасываемой детектором при падении фотонов. Рассмотрим геометрию сегментированного детектора СГС (рис. 2). Размер каждого бруска $a \times b$, расстояние между детекторами d . Для детектора СГС параметры такие: $a = 17$ мм, $b = 60$ мм, $d = 1$ мм.

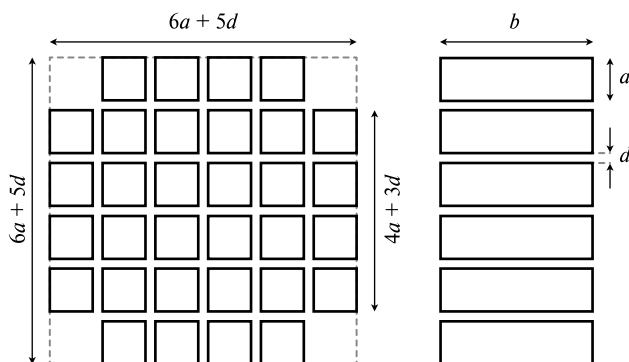


Рис. 2. Вид спереди и вид сбоку на сегментированный детектор

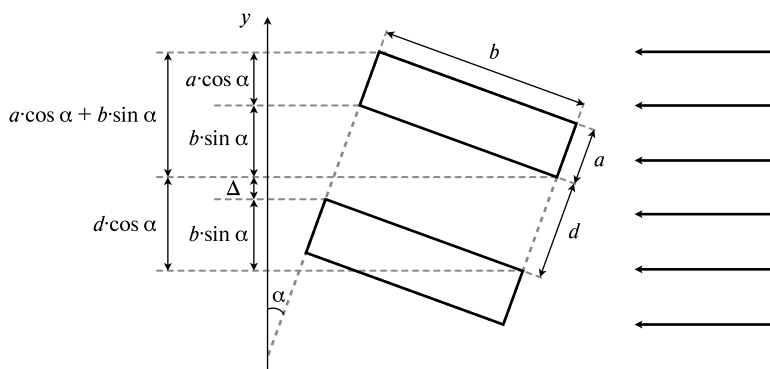


Рис. 3. Падение фотонов под углом к детектору

При расчёте площади детектора необходимо учитывать наличие зазоров между брусками. В результате поворота детектора на угол α относительно оси y ширина вертикальных зазоров не изменится в отличие от горизонтальных зазоров

(рис. 3, см. с. 99). Размер видимого зазора $\Delta = d \cdot \cos \alpha - b \cdot \sin \alpha$. Максимальный угол поворота детектора, при котором горизонтальные зазоры исчезают, $\alpha_{gap} = \arctg(d/b)$.

Видимая площадь сегментированного детектора:

$$S = S_{\text{полн}} - S_{\text{угл}} - S_{\text{зазор}}.$$

Полная видимая площадь сборки:

$$S_{\text{полн}} = (6a + 5d)[(6a + 5d)\cos \alpha + b\sin \alpha].$$

Видимая площадь угловых частей детектора:

$$S_{\text{угл}} = 4(a + d) \cdot (a + d)\cos \alpha.$$

Видимая площадь вертикальных и горизонтальных зазоров:

$$S_{\text{зазор}} = S_{\text{верт}} + S_{\text{гор}},$$

$$S_{\text{верт}} = 3[(6a + 5d)\cos \alpha + b\sin \alpha]d + 2[(4a + 3d)\cos \alpha + b\sin \alpha]d,$$

$$S_{\text{гор}} = 26\Delta a \begin{cases} 1, & \alpha \leq \alpha_{gap}, \\ 0, & \alpha \geq \alpha_{gap}. \end{cases}$$

Таким образом, можно вычислить видимую площадь детектора, используя аналитическую формулу $S(\alpha)$. Полученная зависимость изображена на рис. 4.

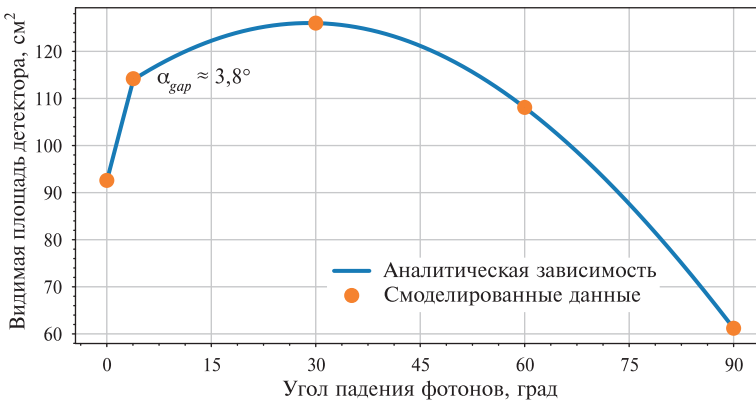


Рис. 4. Видимая площадь детектора СГС «Чибис-АИ»

Зависимость видимой площади детектора от угла падения фотонов можно получить с помощью моделирования в программе Geant4. Для этого будем задавать заведомо широкий пучок фотонов, который полностью покрывает поверхность детектора. С помощью Geant4 можно узнать, какие фотоны попали в объём детектора, причём вне зависимости от того, прореагировал фотон с детектором или нет. Зная общее количество падающих фотонов и количество фотонов, которые попали на детектор, а также площадь задаваемого пучка, можно вычислить по пропорции видимую площадь детектора. В этом случае энергия падающих фотонов не имеет значения, так как важен только факт попадания фотонов на детектор. К тому же очевидно, что чем больше будет задано число падающих фотонов, тем ближе полученная по пропорции площадь будет к теоретической площади. Такой способ имеет больший потенциал по сравнению с получением

аналитической зависимости ввиду повышенной вероятности сделать ошибку при выводе и сложности получения теоретической формулы при повороте детектора вокруг двух осей координат.

РЕГИСТРАЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Для восстановления истинной степени поляризации падающего излучения необходимо иметь эталонные модуляционные кривые, полученные для большого числа падающих фотонов. Эталонные кривые представляются откликом детектора на определённую степень и угол поляризации падающего излучения. Таким образом, имея наблюдаемую модуляционную кривую, можно сопоставить ей эталонную кривую и определить степень и угол поляризации излучения. Заключительным шагом при сопоставлении наблюдаемой модуляционной кривой и эталонных кривых становится построение доверительной области поляризационных параметров излучения. На рис. 5 приведены примеры доверительных областей для фотонов с энергией 0,5 МэВ, падающих под углами 45° и 90°. В обоих случаях были заданы одинаковые начальные параметры излучения: плотность потока фотонов 100 см^{-2} , степень поляризации 50 %, угол поляризации 0°.

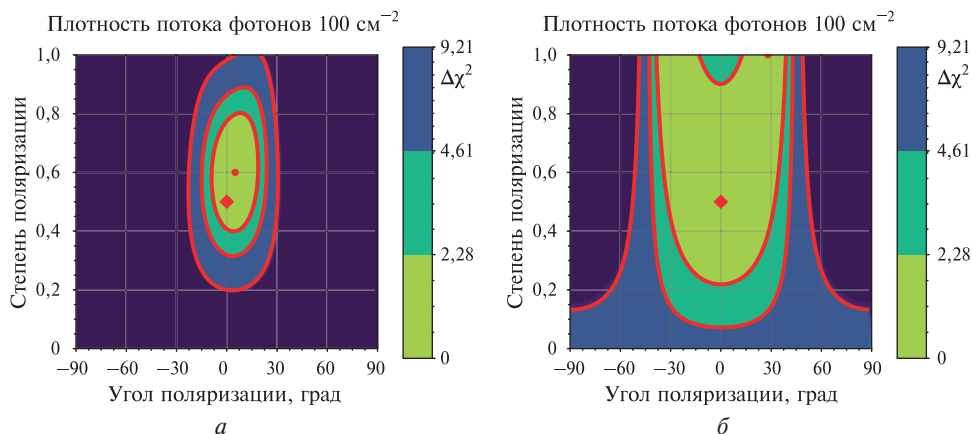


Рис. 5. Доверительные области поляризационных параметров излучения при разных углах падения фотонов на детектора: *a* — 45°; *б* — 90°

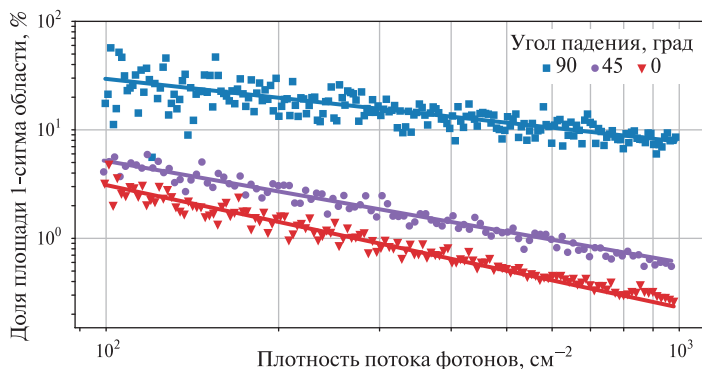


Рис. 6. Погрешность определения поляризации излучения при разных углах падения фотонов на детектор

Видно, что для угла падения 90° чувствительность детектора к регистрации поляризации сильно ухудшается. Доверительная область 1-сигма, соответствующая $\Delta\chi^2 = 2,28$, занимает по площади около 30 % от всего графика.

В работе исследована эффективность регистрации линейной поляризации гамма-излучения в зависимости от плотности потока падающих фотонов при разных углах падения (рис. 6, см. с. 101). Высокая чувствительность к поляризации сохраняется для углов $\sim 45^\circ$. Видно, что и при высокой плотности потока фотонов, падающих под углом 90° , погрешность определения поляризации оказывается даже выше, чем в случае нормального падения под углом 0° при меньшей плотности потока.

ПАДЕНИЕ ФОТОНОВ ПОД УГЛОМ 90°

Рассмотрим отдельно случай падения фотонов под углом 90° к детектору (рис. 7). Для простоты будем считать, что фотоны падают на центральный брусок, а в двух соседних брусках происходит поглощение рассеянного фотона. На рис. 7 ориентация плоскости поляризации падающих фотонов изображена красной линией. Согласно формуле Клейна – Нишины, в результате эффекта Комптона фотоны рассеиваются преимущественно перпендикулярно плоскости поляризации. Наиболее вероятное направление рассеяния изображено синей линией. Менее предпочтительное направление рассеяния совпадает с ориентацией плоскости поляризации.

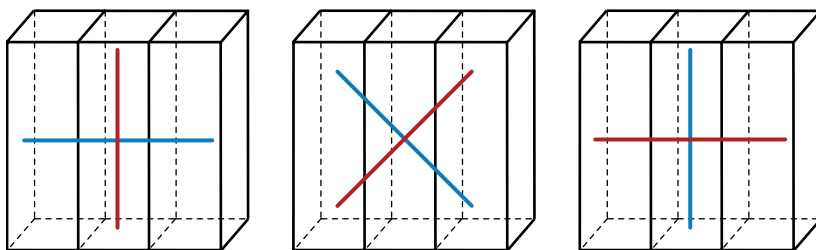


Рис. 7. Наиболее вероятное направление рассеяния фотонов (синяя линия) при разных углах поляризации (красная линия)

Если поляризация падающих фотонов вертикальная (угол поляризации 0°), то фотоны будут рассеиваться преимущественно горизонтально. То есть фотоны будут чаще поглощаться в соседних брусках вдоль горизонтали. Темпы счёта в этих брусках будут выше, чем в случае неполяризованного потока фотонов. Причём вероятность того, что падающие фотоны испытают два комптоновских рассеяния в одном и том же центральном бруске, мала.

Если плоскость поляризации падающих фотонов расположена под углом 45° , то фотоны будут рассеиваться таким образом, что темпы счёта в соседних брусках будут одинаковыми. В результате модуляционная кривая будет выглядеть так же, как и в случае неполяризованного потока фотонов.

Если поляризация падающих фотонов горизонтальная (угол поляризации 90°), то фотоны будут рассеиваться преимущественно вертикально. Вероятность того, что падающие фотоны испытают два комптоновских рассеяния в одном и том же центральном бруске, довольно велика. Причём темпы счёта в соседних брусках вдоль горизонтали будут ниже, чем в случае неполяризованного потока фотонов.



Рис. 8. Доверительная область поляризационных параметров излучения для фотонов с углом поляризации 45°

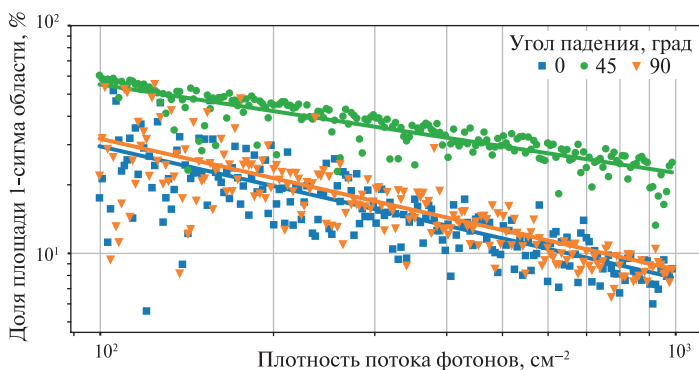


Рис. 9. Погрешность определения поляризации излучения в случае падения фотонов под углом 90° к детектору

Таким образом, для плоскости поляризации, расположенной под углами $\pm 45^\circ$, прибор практически не чувствителен к поляризации (рис. 8). Для вертикальной и горизонтальной поляризации сохраняется высокая чувствительность к поляризации. Но она по-прежнему меньше по сравнению со случаем нормального падения фотонов под углом 0° к детектору (рис. 9).

ВЫВОДЫ

Точность измерения поляризации гамма-излучения с помощью комптоновского поляриметра зависит не только от плотности потока фотонов, но и от угла падения фотонов на детектор. В случае больших углов падения фотонов точность регистрации поляризации также зависит от ориентации плоскости поляризации падающего излучения по отношению к конструкции детектора. Результаты моделирования позволяют определить оптимальные условия для измерения поляризации гамма-излучения.

ЛИТЕРАТУРА

- Мкртчян А. А., Позаненко А. С., Минаев П. Ю.* Моделирование сегментированного детектора для регистрации гамма-излучения // 20-я Конф. молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования»: сб. тр. М.: ИКИ РАН, 2023. С. 108–114. DOI: 10.21046/KMU-2023-108-114.
- Klein O., Nishina Y.* Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quanten Dynamik von Dirac // Zeitschrift für Physik. 1929. V. 52. Iss. 11–12. P. 853–868. DOI: 10.1007/BF01366453.
- Kole M., Sun J.* Gamma-Ray Polarimetry of Transient Sources with POLAR // Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics. Singapore: Springer, 2022. 40 p. https://doi.org/10.1007/978-981-16-4544-0_142-1.

SIMULATION OF GAMMA RADIATION POLARIZATION REGISTRATION WHEN PHOTONS FALL AT AN ANGLE TO THE SGS/CHIBIS-AI DETECTOR

A. A. Mkrтчyan^{1,2}, *A. S. Pozanenko*^{1,2}, *P. Yu. Minaev*²

¹ Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

² Space Research Institute of the RAS, Moscow, Russia

Of particular interest in the registration of astrophysical sources is the measurement of the polarization of gamma radiation. Examples of such sources are gamma-ray bursts. Despite many years of research, the radiation mechanism of these phenomena still remains unclear. It is expected that measurements of the linear polarization of gamma-ray bursts will allow us to limit the class of radiation models of these phenomena. In this work we investigate the efficiency of polarization registration at different photon incident angles on the SGS (Segmented Gamma-ray Spectrometer) Chibis-AI detector. The simulation results allow us to determine the optimal conditions for measuring the polarization of gamma radiation.

Keywords: gamma-ray bursts, GRB, linear polarization, Compton polarimeter, simulation, Geant4

Mkrтчyan Arkady Ashotovich — student, mkr.aa@phystech.edu

Pozanenko Alexey Stepanovich — leading researcher, candidate of physical and mathematical sciences

Minaev Pavel Yurievich — senior researcher, candidate of physical and mathematical sciences

АКТИВНЫЙ ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ И ГАММА-ЛУЧЕЙ АДРОН-ЛР ДЛЯ АППАРАТА «ЛУНА-РЕСУРС-1 ПА»

*С. Ю. Никифоров, И. Г. Митрофанов, М. И. Мокроусов, М. Л. Литвак, В. И. Третьяков,
Д. И. Лисов, А. Б. Санин*

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Приводится описание прибора АДРОН-ЛР для аппарата «Луна-Ресурс-1 ПА». Проект «Луна-Ресурс»/«Луна-27» включает в себя запуск автоматической межпланетной станции, которая будет проводить дистанционные исследования и выбирать подходящие места для посадки других аппаратов. А также посадочный аппарат, который будет исследовать поверхность Луны в районе полюса, включая бурение на глубину до двух метров. Целью научной миссии является поиск минералов, летучих веществ (таких как азот, вода, углекислый газ, аммиак, водород, метан и диоксид серы) и водяного льда на Луне в постоянно затенённых областях. Также планируется изучить возможность использования этих природных ресурсов Луны. Научная аппаратура АДРОН-ЛР, входящая в состав посадочного аппарата «Луна-27», будет использоваться для изучения состава реголита. Она имеет два режима работы: пассивный и активный. В пассивном режиме регистрируются нейтроны и гамма-кванты, которые возникают в верхнем слое реголита под действием солнечных космических лучей и галактических космических лучей. В активном режиме используется нейтронный генератор для испускания нейтронов и гамма-квантов, которые после взаимодействия с веществом поверхности затем регистрируются блоком детекторов.

Ключевые слова: исследование Луны, нейтронная спектроскопия, вода

ВВЕДЕНИЕ

Исследование состава вещества небесных тел с помощью методов ядерной физики — одна из интереснейших и важных задач в изучении планет. Данные о химическом составе грунта, полученные с помощью гамма-спектрометрии, и информация о наличии воды, выявленная на основе нейтронного зондирования, позволяют сделать выводы о процессах формирования планет и геологических изменениях, которые происходили на их поверхности на разных этапах эволюции (Митрофанов др., 2004; Boynton et al., 2007; Mitrofanov et al., 2002).

Эти сведения также необходимы для планирования будущих пилотируемых экспедиций и определения перспектив добычи полезных ископаемых на Луне, Марсе и астероидах (Митрофанов, Зеленый, 2019).

Ядерно-физические эксперименты для изучения Луны впервые были проведены на орбитальных аппаратах «Луна-10» и «Луна-12» в 1985 г. (Сурков, 1985). В 1970-х гг. такие же исследования осуществлялись на пилотируемых кораблях NASA в рамках программы Apollo (Trombka et al., 1977). После этого многие другие

Никифоров Сергей Юрьевич — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, nikiforov@np.cosmos.ru

Митрофанов Игорь Георгиевич — заведующий отделом, доктор физико-математических наук

Мокроусов Максим Игоревич — заведующий лабораторией, кандидат физико-математических наук

Литвак Максим Леонидович — заведующий лабораторией, доктор физико-математических наук

Третьяков Владислав Иванович — заместитель директора

Лисов Денис Игоревич — младший научный сотрудник

Санин Антон Борисович — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

страны продолжили такие исследования в своих космических миссиях (Feldman et al., 2002; Mitrofanov et al., 2010; Prettyman et al., 2006).

Но с другой стороны, ядерно-физические исследования небесных тел непосредственно на поверхности с помощью посадочных космических аппаратов развиты относительно орбитальных экспериментов слабо. Существенным преимуществом использования ядерно-физических приборов непосредственно на поверхности планеты по сравнению с данными, полученными с орбиты, является возможность применения стационарных и импульсных источников нейтронов для исследования вещества непосредственно в точке измерения. Это позволяет увеличить список идентифицируемых элементов и повысить точность оценки их массовой доли за счёт увеличения потока зондирующих нейтронов и динамического характера импульсного зондирования.

Применение нейтронного генератора позволяет использовать в космических исследованиях метод нейтронного каротажа, который уже давно применяется в геофизике. Первым успешным примером использования ядерной физики в изучении планет стал аппарат ДАН (динамическое альbedo нейтронов), который был установлен на борту марсохода NASA Curiosity (Litvak et al., 2008; Mitrofanov et al., 2012, 2014).

Настоящая работа посвящена продолжению ядерно-физического эксперимента АДРОН-ЛР (активный детектор нейтронов и гамма-лучей), который планируется использовать в миссии «Луна-27». При этом проводится модификация прибора с целью оптимизации использования элементной базы. Главная цель эксперимента — активное нейтронное зондирование лунного грунта. В процессе эксперимента регистрируются не только потоки нейтронов, исходящие с поверхности, но и гамма-излучение, возникающее после них. Обработка полученных данных позволит не только определить содержание воды в месте посадки аппарата «Луна-27», но и установить элементный состав реголита.

ОПИСАНИЕ ПРИБОРА АДРОН-ЛР

Прибор АДРОН-ЛР предназначен для дистанционного изучения состава реголита методами нейтронной и гамма-спектроскопии. Он позволяет проводить следующие изыскания на поверхности Луны:

- определение состава лунного реголита и содержания летучих соединений и породообразующих элементов;
- измерение содержания водорода (воды/связанной воды) в реголите и его распределения по глубине;
- Измерение содержания естественных радиоактивных изотопов элементов К, Th, U.

Исследования с помощью этого прибора являются пионерскими, поскольку они позволяют впервые получить сведения о составе основных породообразующих элементов в грунте в окрестности южного полюса и оценить массовую долю воды. Поэтому предложенная процедура импортозамещения не должна менять научные задачи научной аппаратуры.

Прибор АДРОН-ЛР включает в состав два отдельных блока: блок детекторов и электроники с гамма- и нейтронным спектрометром АДРОН-ЛР-ДЭ и блок импульсного нейтронного генератора ИНГ-10Л АДРОН-ЛР-ИНГ. Общая масса прибора составляет порядка 6,6 кг. Максимальное потребление энергии, которое достигается в активном режиме нейтронного зондирования, составляет 21 Вт.

Переработанные с учётом импортозамещения блоки АДРОН-ЛР-ИНГ и АДРОН-ЛР-ДЭ по массогабаритным характеристикам, расположению посадоч-

ных мест, электропотреблению, другим техническим и функциональным характеристикам полностью соответствуют ранее разработанным блокам АДРОН-ЛР для миссии «Луна-25».

ИЗМЕРЕНИЯ ПРИБОРА АДРОН-ЛР НА ЛУНЕ

У прибора есть три режима работы: дежурный, активный и пассивный.

В дежурном режиме прибор не выполняет измерительных операций, а только передаёт на борт информацию о показаниях своих служебных параметров, таких как температура различных частей прибора, напряжение питания и др.

В активном режиме работы прибора АДРОН-ЛР блок ИНГ испускает нейтронные импульсы, облучая нейтронами поверхность под прибором. Нейтроны взаимодействуют с ядрами основных породообразующих элементов, теряя свою энергию до эпитепловых и тепловых значений. Некоторые из этих нейтронов выходят обратно из-под поверхности и регистрируются нейтронными детекторами АДРОН-ЛР в виде временного отклика, который имеет форму кривой затухания с характерной длительностью в сотни микросекунд. Замедление быстрых нейтронов в облучаемом грунте зависит от наличия ядер лёгких элементов, особенно водорода, так как его масса близка к массе нейтрона, и передача энергии при рассеянии наиболее эффективна. Концентрация и распределение по глубине ядер водорода значительно влияют на процесс замедления, что проявляется в виде различий в амплитуде и форме временного профиля выходящих нейтронов и позволяет оценить содержание воды в приповерхностном слое грунта (до глубин порядка 1 м).

В пассивном режиме работы прибора АДРОН-ЛР нейтронный генератор не применяется. В этом режиме нейтронные детекторы и гамма-детектор прибора регистрируют естественный поток нейтронного и гамма-излучения Луны, который возникает под воздействием галактических космических лучей и/или потока энергичных частиц от Солнца во время солнечных протонных событий. Полученные данные в пассивном режиме позволяют оценить естественный радиационный фон нейтронов и гамма-лучей в полярном районе посадки и сравнить его с данными измерений в других районах Луны и также с данными, полученными на окололунной орбите. Кроме того, спектральные измерения гамма-лучей в пассивном режиме позволяют оценить содержание в полярном реголите естественных радиоактивных изотопов К, Th и U. Известно, что относительное содержание К и Th остаётся постоянным для всех образцов лунного грунта, доставленных на Землю, и оно также сохраняется аналогичным для данных измерений с орбиты. Однако можно ожидать, что в окрестности полюсов это отношение может измениться вследствие особенностей формирования поверхности полярных районов и также близкого расположения к южному полюсу гигантского ударного кратера Эйткин.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прибор АДРОН-ЛР предназначен для исследования элементного состава поверхности Луны в месте посадки космического аппарата методами активной нейтронной и гамма спектроскопии. Этот эксперимент является частью российского проекта «Луна-Ресурс», выполняемого в соответствии с Государственными контрактами между Научно-производственным объединением им. С. А. Лавочкина и Федеральным космическим агентством «Роскосмос». Планируется, что запуск аппарата «Луна-Ресурс» состоится в 2028 г.

Эксперимент АДРОН-ЛР представляет собой продолжение реализации ядерных методов исследования поверхности Луны методами ядерной физики. В работе представлены возможности прибора АДРОН-ЛР для проведения анализа водородной компоненты (представленной как связанная вода, водяной лёд или молекулы OH (H_2O) в гидратированных минералах) в верхнем слое поверхности Луны.

Основная задача прибора АДРОН-ЛР заключается в обеспечении физических измерений потоков нейтронов и гамма лучей во время перелёта к Луне и работы на её поверхности. Кроме того, он будет использоваться для определения состава и содержания основных породообразующих элементов лунного грунта в месте посадки космического аппарата, а также для изучения слоистой структуры лунного грунта с пространственным разрешением около одного метра в месте района посадки аппарата.

ЛИТЕРАТУРА

- Митрофанов И. Г., Зеленый Л. М. Об освоении Луны. Планы и ближайшие перспективы // Земля и Вселенная. 2019. № 4(328). С. 16–37.
- Митрофанов И. Г., Литвак М. Л., Козырев А. С., Санин А. Б., Третьяков В. И., Гриньков В. Ю., Бойнтон У. В., Шинохара К., Хамара Д., Саундерс Р. С. Оценка содержания воды в грунте Марса по данным нейтронных измерений прибора ХЕНД на борту космического аппарата 2001 Mars Odyssey // Астрон. вестн. 2004. Т. 38. № 4. С. 291–303.
- Сурков Ю. А. Космохимические исследования планет и спутников. М.: Наука, 1985. С. 140–153.
- Boynton W. V., Taylor G. J., Evans L. G. et al. Concentration of H, Si, Cl, K, Fe, and Th in the low- and mid-latitude regions of Mars // J. Geophysical Research. 2007. V. 112. Iss. E12. Article E12S99. <https://doi.org/10.1029/2007JE002887>.
- Feldman W. C., Boynton W. V., Tokar R. L. et al. Global distribution of neutrons from Mars: Results from Mars Odyssey // Science. 2002. V. 297. Iss. 5578. P. 75–78. <https://doi.org/10.1126/science.1073541>.
- Litvak M. L., Mitrofanov I. G., Barmakov Yu. N. et al. The Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) Experiment NASA's 2009 Mars Science Laboratory // Astrobiology. 2008. V. 8. No. 3. P. 605–612. DOI: 10.1089/ast.2007.0157.
- Mitrofanov I., Anfimov D., Kozыrev A. et al. Maps of subsurface hydrogen from the High Energy Neutron Detector, Mars Odyssey // Science. 2002. V. 297. P. 78–81. <https://doi.org/10.1126/science.1073616>.
- Mitrofanov I. G., Bartels A., Bobrovniksky Y. I. et al. Lunar Exploration Neutron Detector for the NASA Lunar Reconnaissance Orbiter // Space Sciences Review. 2010. V. 150. Iss. 1. P. 183–207. <https://doi.org/10.1007/s11214-009-9608-4>.
- Mitrofanov I. G., Litvak M. L., Barmakov Yu. I. et al. Experiment for measurements of Dynamic Albedo of Neutrons (DAN) onboard NASA's Mars science laboratory // Space Sciences Review. 2012. V. 170. P. 559–582. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9924>.
- Mitrofanov I. G., Litvak M. L., Sanin A. B. et al. Water and chlorine content in the Martian soil along the first 1900 m of the Curiosity rover traverse as estimated by the DAN instrument // J. Geophysics Research: Planets. 2014. V. 119. Iss. 7. P. 1579–1596. <https://doi.org/10.1002/2013JE004553>.
- Prettyman T. H., Hagerty J. J., Elphic R. C. et al. Elemental composition of the lunar surface: Analysis of gamma ray spectroscopy data from Lunar Prospector // J. Geophysical Research. 2006. V. 111. Article E12007. <https://doi.org/10.1029/2005JE002656>.
- Trombka J., Dyer C. S., Evans L. G. et al. Reanalysis of the Apollo cosmic gamma-ray spectrum in the 0.3 to 10 MeV energy region // Astrophysical J. 1977. V. 212. Pt. 1. P. 925–935. <https://doi.org/10.1086/155117>.

ACTIVE NEUTRON AND GAMMA-RAY DETECTOR ADRON-LR FOR THE LUNA-RESOURCE MISSION

S. Yu. Nikiforov, I. G. Mitrofanov, M. I. Mokrousov, M. L. Litvak, V. I. Tretyakov, D. I. Lisov, A. B. Sanin

Space Research Institute RAS, Moscow, Russia

This work provides a description of the ADRON-LR instrument for the Luna-Resource PA spacecraft. The Luna-Resource/Luna-27 project includes the launch of an automatic interplanetary station that will conduct remote sensing studies and select suitable landing sites for other spacecraft. It also includes a landing vehicle that will investigate the surface of the Moon in the polar region, including drilling to a depth of up to two meters. The goal of the scientific mission is to search for minerals, volatile substances (such as nitrogen, water, carbon dioxide, ammonia, hydrogen, methane, and sulfur dioxide) and water ice on the Moon in permanently shadowed regions. There are also plans to study the possibility of using these natural resources of the Moon. The ADRON-LR scientific instrumentation, which is part of the Luna-27, will be used to study the composition of the lunar regolith. It has two operating modes: passive and active. In passive mode, neutrons and gamma-rays generated in the upper layer of the regolith by solar cosmic rays and galactic cosmic rays are detected. In active mode, a neutron generator is used to emit neutrons and gamma-rays, which are then detected by the detector unit after interacting with the surface material.

Keywords: Moon exploration, neutron spectroscopy, water

Nikiforov Sergey Yurievich — senior researcher, candidate of physical and mathematical sciences, nikiforov@np.cosmos.ru

Mitrofanov Igor Georgievich — head of department, doctor of physical and mathematical sciences

Mokrousov Maxim Igorevich — head of laboratory, candidate of physical and mathematical sciences

Litvak Maxim Leonidovich — head of laboratory, doctor of physical and mathematical sciences

Tretyakov Vladislav Ivanovich — deputy director

Lisov Denis Igorevich — junior researcher

Sanin Anton Borisovich — senior researcher, candidate of physical and mathematical sciences

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ТУРБУЛЕНТНОГО АККРЕЦИОННОГО ДИСКА С ОСТАТОЧНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А. К. Орлов¹, С. А. Хайбрахманов^{1,2}

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию эволюции остаточного крупномасштабного магнитного поля в турбулентном аккреционном диске молодой звезды типа Т Тельца. Моделирование осуществляется на основе уравнения вязкой эволюции тонкого аккреционного диска с учётом ослабления коэффициента турбулентной вязкости в областях низкой степени ионизации и эффективной диффузии магнитного поля («мёртвых» зонах диска). В качестве основного процесса диффузии магнитного поля рассматривается амбиполярная диффузия. Расчёты показывают, что на начальном этапе эволюции мёртвая зона расположена в области от 0,1 до 30 а.е. За 30 млн лет внешний радиус мёртвой зоны смещается до 2 а.е. В области мёртвой зоны амбиполярная диффузия уменьшает интенсивность магнитного поля на 3–5 порядков по сравнению с замороженным полем. Интенсивность магнитного поля в мёртвой зоне в процессе эволюции меняется мало и лежит в пределах 10^{-5} – 10^{-3} Гс. Магнитный поток диска в процессе эволюции уменьшается за счёт аккреции. Дополнительно амбиполярная диффузия уменьшает магнитный поток на 2–3 порядка по сравнению с замороженным.

Ключевые слова: численное моделирование, аккреционные диски, магнитное поле, мёртвые зоны, молодые звёзды, турбулентность

ВВЕДЕНИЕ

Согласно наблюдательным данным, молодые звёзды окружены тонкими вращающимися газопылевыми дисками (Williams, Cieza, 2011). В течение 1–40 млн лет вещество из диска аккрецирует на звезду (Pfalzner, Dincer, 2024). Наблюдательные данные позволяют предположить, что аккреционные диски обладают крупномасштабным магнитным полем (Khaibrakhmanov, 2024). Природа этого поля естественным образом объясняется в рамках теории остаточного магнитного поля (Dudorov, 1995). С крупномасштабным магнитным полем в диске связаны многие физические процессы: перенос углового момента за счёт истечений и турбулентности, явление динамо. Магнитное поле влияет на тепловую структуру и толщину диска, на скорость вращения газа и радиальный дрейф пылинок (Хайбрахманов, Дудоров, 2022). В процессе своей эволюции аккреционные диски превращаются в протопланетные. Одним из механизмов образования планет является гравитационная неустойчивость. В областях эффективной диффузии магнитного поля и низкой степени ионизации («мёртвых» зонах) поле не влияет на гравитационную неустойчивость и, следовательно, способствует планетообразованию (Дудоров и др., 2015). Всё это делает важным задачу исследования эволюции магнитного поля в аккреционных и протопланетных в дисках.

Основной физической процесс, связанный с аккреционными дисками, — перенос углового момента. Механизм переноса обычно связывают с молекулярной вязкостью, но в космических условиях её значение слишком мало, чтобы играть существенную роль (Spitzer, 1962). Источником эффективной вязкости в аккреционных дисках является турбулентность (Shakura, Sunyaev, 1973). Оценки числа

Орлов Артур Константинович — студент магистратуры, orarkon@gmail.com

Хайбрахманов Сергей Александрович — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, доцент, s.khaibrakhmanov@gmail.com

Рейнольдса подтверждают эту гипотезу (Frank et al., 2002). Механизм турбулентности может быть связан с различного рода неустойчивостью. В настоящее время самым распространённым вариантом неустойчивости, приводящей к турбулентному движению, считается магниторотационная неустойчивость (МРН) (Balbus, Hawley, 1991). Критерий МРН зависит от интенсивности магнитного поля и степени ионизации. Таким образом, в условиях низкой степени ионизации мёртвых зон происходит подавление МРН и меняется характер эволюции.

В настоящей работе исследуется эволюция магнитного поля турбулентного аккреционного диска молодой звезды с учётом подавления турбулентности в мёртвых зонах диска. Целью работы является анализ влияния «мёртвых» зон на распределение магнитного потока в диске в процессе его эволюции.

МОДЕЛЬ ДИСКА

Рассмотрим тонкий газопылевой аккреционный диск, в котором перенос углового момента происходит за счёт турбулентности. Эволюция диска в этом приближении может быть описана с помощью следующего уравнения (Pringle, 1981):

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial T} = \frac{3}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} [\nu \Sigma R^{1/2}] \right], \quad (1)$$

где Σ — поверхностная плотность, $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$; ν — коэффициент турбулентной вязкости; R — радиальное расстояние от звезды; T — время. Коэффициент турбулентной вязкости параметризуется в рамках модели Шакуры и Сюняева (Shakura, Sunyaev, 1973):

$$\nu = \alpha c_s H,$$

где c_s — скорость звука; H — полутолщина диска; α — коэффициент, характеризующий эффективность турбулентности. Для того чтобы учесть ослабление турбулентности в мёртвых зонах запишем α как функцию степени ионизации x . Внутри мёртвой зоны, для $x < 10^{-12}$, турбулентность ослаблена — $\alpha = 10^{-4}$, а вне мёртвой зоны, для $x \geq 10^{-12}$, — $\alpha = 10^{-2}$. Величины c_s и H рассчитываются с помощью модели Дудорова и Хайбрахманова (Dudorov, Khaibrakhmanov, 2014). Для расчёта ионизационной структуры диска рассматриваются тепловая ионизация щелочных металлов, космические лучи и радиоактивные элементы, лучистые рекомбинации и рекомбинации на пыли (Дудоров, Сазонов, 1987).

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Для вертикальной компоненты магнитного поля в приближении вмороженности можно получить следующее выражение (Dudorov, Khaibrakhmanov, 2014):

$$B_z = \frac{B_{\text{вн}}}{\Sigma_{\text{вн}}} \Sigma, \quad (2)$$

где $B_{\text{вн}}$ и $\Sigma_{\text{вн}}$ — значения магнитного поля и поверхностной плотности на внутренней границе в начальный момент времени. Внутри мёртвой зоны необходимо учитывать диссипативные процессы. В настоящей работе в качестве такого процесса рассматривается амбиполярная диффузия. Для стационарного случая в предположении, что скорость аккреции равна скорости диффузии, для амбиполярной диффузии можно получить следующее аналитическое выражение:

$$B_z = \sqrt{4\pi x \rho^2 \eta_{in} R |v_r|}, \quad (3)$$

где ρ — объёмная плотность; η_{in} — коэффициент взаимодействия ионов с нейтралами; v_r — радиальная скорость вещества. Коэффициент η_{in} вычисляется по формуле

$$\eta_{in} = \frac{m_i \cdot \sigma V_{in}}{m_n (m_i + m_n)},$$

где m_n — масса нейтральной частицы, $m_n = 2,3m_H$; m_i — средняя масса иона, $m_i = 30m_H$; m_H — масса водорода; σV_{in} — коэффициент соударения ионов с нейтралами, $\sigma V_{in} = 2,0 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$.

В областях вмороженного магнитного поля, где магнитное число Рейнольдса $R_m > 1$, магнитное поле рассчитывается по формуле (2), а в областях эффективной диффузии ($R_m < 1$) по формуле (3).

ПАРАМЕТРЫ РАСЧЁТОВ

Для решения уравнения (1) использовалась полностью неявная консервативная схема 1-го порядка точности по времени и 2-го — по координате. Уравнение решалось в области от 0,01 до 1000 а. е. на логарифмической стеке из $N = 100$ ячеек. В качестве начального условия выбирался степенной профиль поверхностной плотности (Dudogov, Khaibrakhmanov, 2014). Граничное условие на внутренней границе соответствует нулевому тензору вязких напряжений, а на внешней — равенству плотности диска и межзвёздной среды. Степень ионизации рассчитывался для стандартной скорости ионизации и пылинок с размерами 0,1 мкм.

ОБЩАЯ КАРТИНА ЭВОЛЮЦИИ

Обсудим общую картину эволюции поверхностной плотности и степени ионизации в рамках разрабатываемой модели (см. (Орлов, Хайбрахманов, 2024)). Расчёты показывают, что в процессе эволюции в мёртвой зоне наблюдается повышение плотности на два порядка по сравнению с соседними областями. На начальных этапах мёртвая зона расположена в области от 0,1 до 30 а. е., а характерное значение поверхностной плотности внутри неё составляет $10^4 \text{ г} \cdot \text{см}^2$. За 30 млн лет внешний радиус мёртвой зоны смещается до 2 а. е. вследствие понижения плотности диска, вызванного аккрецией. При этом плотность падает до характерного значения в $10^2 \text{ г} \cdot \text{см}^2$.

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Проанализируем распределение магнитного потока диска в процессе эволюции. На рис. 1а представлен радиальный профиль магнитного поля в разные моменты времени. Рисунок показывает, что в процессе эволюции в диске выделяются три области. Во внутренней области на расстоянии $R < 0,1$ а. е. от звезды эффективна тепловая ионизация и магнитное поле можно считать вмороженным, поэтому интенсивность магнитного поля пропорциональна поверхностной плотности газа. На начальных этапах с ростом плотности магнитное поле в этой области возрастает и достигает $\sim 10^3 \text{ Гс}$ к 10 млн лет. В дальнейшем из-за повышающейся скорости аккреции вещества на звезду поле уменьшается, достигая $\sim 10 \text{ Гс}$ к 30 млн лет.

Во внешних областях ($R > 10$ а. е.) поле уменьшается на протяжении всей эволюции как из-за уменьшения плотности, так и за счёт амбиполярной диффузии. На внутренней границе мёртвой зоны ($R = 0,1$ а. е.) наблюдается резкий переход от области замороженного поля к мёртвой зоне, в которой развивается амбиполярная диффузия. Вблизи этой границы профиль $B_z(R)$ характеризуется повышенной интенсивностью магнитного поля, что связано с резким уменьшением скорости аккреции вблизи этой границы. Такое же поведение наблюдается и вблизи внешней границы мёртвой зоны. Амбиполярная диффузия внутри мёртвой зоны уменьшает интенсивность магнитного поля на 3–5 порядков по сравнению с замороженным. Интенсивность магнитного поля внутри мёртвой зоны практически не меняется и составляет $10^{-4} - 10^{-3}$ Гс.

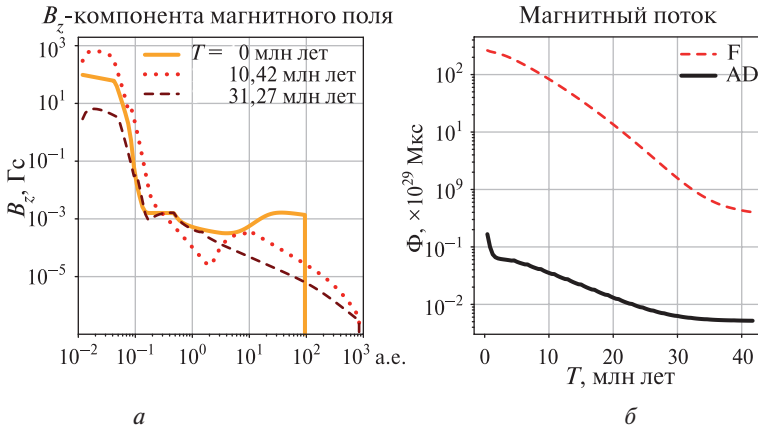


Рис. 1. Результаты численных расчётов радиального профиля магнитного поля в разные моменты времени (а) и зависимость магнитного потока от времени (б); F — замороженное поле, AD — поле, рассчитанное с учётом амбиполярной диффузии

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНОГО ПОТОКА

На рис. 1б приведена зависимость магнитного потока диска от времени. Рассмотрим два случая: замороженное поле и поле, рассчитанное с учётом амбиполярной диффузии. Рисунок показывает, что поток диска с замороженным магнитным полем убывает от $2 \cdot 10^{31}$ до 10^{29} Мкс за 30 млн лет. Такое уменьшение связано с аккрецией вещества на звезду. Амбиполярная диффузия приводит к тому, что на начальном этапе эволюции магнитный поток уменьшается на три порядка по сравнению с замороженным и составляет $2 \cdot 10^{28}$ Мкс и падает до $5 \cdot 10^{27}$ Мкс за 2 млн лет. В процессе дальнейшей эволюции магнитный поток уменьшается ещё на порядок — до $5 \cdot 10^{26}$ Мкс за 30 млн лет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы разработана численная одномерная магнитогидродинамическая модель эволюции вязкого турбулентного аккреционного диска. В модели учитывается ослабление турбулентности в мёртвых зонах. Расчёты при стандартных параметрах показывают, что в ходе эволюции магнитное поле в мёртвой зоне диска меняется слабо, оставаясь в пределах $10^{-4} - 10^{-3}$ Гс. Амбиполярная диффузия приводит к уменьшению магнитного потока на 2–3 порядка. В частности,

это означает, что влияние магнитного поля на гравитационную неустойчивость и образование планет может уменьшаться в процессе эволюции аккреционных и протопланетных дисков.

Работа Хайбрахманова С. А. выполнена при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (проект № 23-1-3-57-1).

ЛИТЕРАТУРА

- Дудоров А. Е., Сазонов Ю. В.* Гидродинамика коллапса межзвездных облаков IV. Степень ионизации и амбиполярная диффузия // Науч. информ. Астрон. Совета АН СССР. 1987. С. 68–86.
- Дудоров А. Е., Сипатов Д. И., Хайбрахманов С. А.* О формировании протопланет в аккреционных дисках молодых звезд с остаточным магнитным полем // Вестн. Челябинского гос. ун-та. 2015. № 7(362). С. 11–20.
- Орлов А. К., Хайбрахманов С. А.* Моделирование эволюции турбулентного аккреционного диска с остаточным магнитным полем // Студент и научно-технический прогресс: материалы 48-й Науч. конф. молодых ученых. Челябинск: Челябинский гос. ун-т, 2024.
- Хайбрахманов С. А., Дудоров А. Е.* Динамика замагниченных аккреционных дисков молодых звезд // Астрон. журн. 2022. Т. 99. № 10. С. 832–846. DOI: 10.31857/S0004629922100073.
- Balbus S. A., Hawley J. F.* A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I. Linear analysis // The Astrophysical J. 1991. V. 376. P. 214–222. DOI: 10.1086/170270.
- Dudorov A. E.* Fossil magnetic fields in T Tauri stars // Astronomy Reports. 1995. V. 39. No. 6. P. 790–798.
- Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Fossil magnetic field of accretion disks of young stars // Astrophysics and Space Science. 2014. V. 352. No. 1. P. 103–121. DOI:10.1007/s10509-014-1900-4.
- Frank J., King A., Raine D. J.* Accretion Power in Astrophysics: 3rd ed. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2002. P. 398.
- Khaibrakhmanov S. A.* Magnetic fields of protoplanetary disks // arXiv e-prints. 2024. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2401.14180>.
- Pringle J. E.* Accretion discs in astrophysics // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. 1981. V. 19. P. 137–162. DOI: 10.1146/annurev.aa.19.090181.001033.
- Pfalzner S., Dincer F.* Low-mass stars: their protoplanetary disk lifetime distribution // The Astrophysical J. 2024. V. 963. No. 2. Article 122–134. 11 p. DOI:10.3847/1538-4357/ad1bef.
- Shakura N. I., Sunyaev R. A.* Black holes in binary systems. Observational appearance. // Astronomy and Astrophysics. 1973. V. 24. P. 337–355.
- Spitzer L.* Physics of Fully ionized gases. Hoboken: John Wiley and Sons, 1962. 170 p.
- Williams J. P., Cieza L. A.* Protoplanetary Disks and Their Evolution // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. 2011. V. 49. No. 1. P. 67–117. DOI: 10.1146/annurev-astro-081710-102548.

MODELING THE EVOLUTION OF A TURBULENT ACCRETION DISK WITH FOSSIL MAGNETIC FIELD

A. K. Orlov¹, S. A. Khaibrakhmanov^{1,2}

¹ Chelyabinsk State University, Chelyabinsk, Russia

² Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

The work is devoted to the study of the fossil large-scale magnetic field evolution in the turbulent accretion disk of a young T Tauri star. The simulation is carried out based on the equation of viscous evolution of a thin accretion disk, taking into account the weakening of the turbulent viscosity coefficient in regions of low ionization and effective diffusion of the magnetic field (“dead” zones of the disk). Ambipolar diffusion is considered as the main process of magnetic field diffusion. Calculations show that at the initial stage of evolution the dead zone is located in the region from 0.1 to 30 AU. Over 30 million years, the outer radius of the dead zone shifts to 2 AU. In the region of the “dead” zone, ambipolar diffusion reduces the intensity of the magnetic field by 3–5 orders of magnitude compared to the frozen field. The intensity of the magnetic field in the “dead” zone changes little during evolution and lies within the range 10^{-5} – 10^{-3} G. The magnetic flux of the disk decreases during evolution due to accretion. Additionally, ambipolar diffusion reduces the magnetic flux by 2–3 orders of magnitude compared to frozen-in.

Keywords: numerical modeling, accretion disks, magnetic field, “dead” zones, young stars, turbulence

Orlov Artur Konstantinovich — graduate student, orarkon@gmail.com

Khaibrakhmanov Sergey Aleksandrovich — senior researcher, candidate of physical and mathematical sciences, assistant professor, s.khaibrakhmanov@gmail.com

ИЗУЧЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОГО МНОГООБРАЗИЯ ОРБИТЫ КОСМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ «СПЕКТР-РЕНТГЕН-ГАММА» С ЦЕЛЮ РЕШЕНИЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

М. В. Пупков^{1,2}, Н. А. Эйсмонт¹, О. Л. Старинова², К. С. Федяев¹

¹ Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, Самара, Россия

Проведено исследование неустойчивого многообразия, связанного с ограниченной орбитой космической обсерватории «Спектр-Рентген-Гамма» в окрестности солнечно-земной точки либрации L_2 . В качестве целевой задачи перевода космического аппарата на одну из траекторий указанного семейства выбрано сближение с потенциально опасным астероидом Апофис. Показано, что при малых затратах характеристической скорости (несколько сантиметров в секунду) обсерватория «Спектр-Рентген-Гамма», двигаясь по траектории из семейства неустойчивого многообразия, может достичь исследуемое небесное тело. Проведено сравнение такого сценария с прямым перелётом к Апофису, при котором космический аппарат не покидает окрестность точки либрации L_2 системы «Солнце – Земля».

Ключевые слова: «Спектр-Рентген-Гамма», точки либрации, неустойчивое многообразие, астероид Апофис

ВВЕДЕНИЕ

С ограниченными орбитами вблизи точек либрации связаны два множества траекторий: устойчивые и неустойчивые многообразия. Эти семейства представляют большой интерес для планирования и реализации космических миссий. Например, вывод космического аппарата (КА) на рабочую орбиту в окрестности той или иной точки либрации происходит по траектории из множества устойчивого многообразия. В свою очередь, по траектории из множества неустойчивого многообразия аппарат может покинуть окрестность точки либрации: вернуться к Земле или же вовсе выйти за пределы околоземного пространства.

В данной работе приводятся результаты численного моделирования движения обсерватории «Спектр-Рентген-Гамма» (СРГ) (Эйсмонт и др., 2020) по траекториям из семейства неустойчивого многообразия, связанного с её орбитой в окрестности солнечно-земной точки либрации L_2 . Целью изучения таких траекторий является анализ возможности их применения для достижения обсерваторией СРГ астероида Апофис (*лат.* Apophis) (Шувалов и др., 2017), который 13 апреля 2029 г. сблизится с Землёй на расстоянии около 30 тыс. км. Одним из возможных результатов такого перелёта может стать получение изображения небесного тела с помощью имеющихся звёздных датчиков на борту КА.

Пупков Максим Владимирович — инженер, аспирант, m.pupkov@iki.rssi.ru

Эйсмонт Натан Андреевич — ведущий научный сотрудник, кандидат технических наук

Старинова Ольга Леонардовна — заведующая кафедрой, доктор технических наук, доцент

Федяев Константин Сергеевич — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Моделирование движения обсерватории СРГ осуществлялось в программном комплексе NASA (*англ.* National Aeronautics and Space Administration) General Mission Analysis Tool (GMAT) в реалистичной модели сил. На дальнейших рисунках траектории движения КА и астероида Апофис приведены во вращающейся системе координат, связанной с солнечно-земной точкой либрации L_2 . Начало этой системы координат находится в точке L_2 , ось X лежит на прямой, соединяющей Солнце и Землю, направлена от Солнца к Земле, ось Z ортогональна плоскости эклиптики и направлена к северному её полюсу, ось Y дополняет систему до правой тройки. На рис. 1 синим цветом показана смоделированная траектория движения СРГ на период с февраля 2023 по март 2031 г. Зелёным цветом показаны проекции траектории на соответствующие плоскости. Для численного расчёта орбиты на такой длительный интервал времени вблизи точки либрации L_2 , которая является точкой неустойчивого равновесия, каждые несколько витков применялись малые коррекции скорости КА (Аксенов и др., 2015).

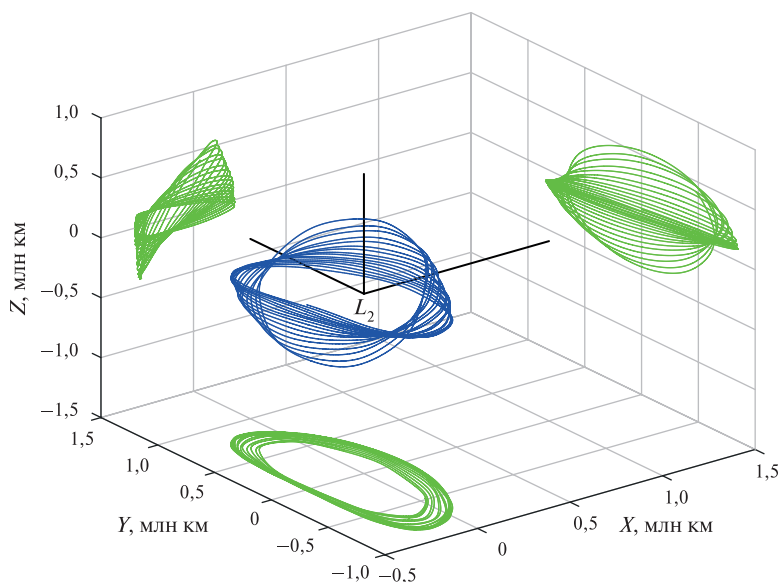


Рис. 1. Смоделированная траектория движения КА СРГ

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПЕРЕЛЁТОВ К АСТЕРОИДУ АПОФИС

Для построения траекторий, соответствующих неустойчивому многообразию, применялся следующий алгоритм:

- 1) выбирался виток орбиты обсерватории СРГ;
- 2) на выбранном витке фиксировалась точка, соответствующая определённому положению КА;
- 3) в указанной точке прикладывался малый импульс (от 10^{-5} км/с) вдоль направления неустойчивости (угол $28,6^\circ$ по отношению к оси X вращающейся системы координат), и моделировалось движение КА вперёд на заданное количество дней;
- 4) на выбранном витке фиксировалась другая точка, затем повторялся п. 3.

Пример неустойчивого многообразия показан на рис. 2.

Траектории из множества неустойчивого многообразия можно разделить на такие, при движении по которым аппарат:

- 1) покидает околоземное пространство и движется к Солнцу или от него;
- 2) сталкивается с Землёй или Луной;
- 3) совершает гравитационный манёвр у Луны.
- 4) не покидает околоземное пространство — все оставшиеся траектории.

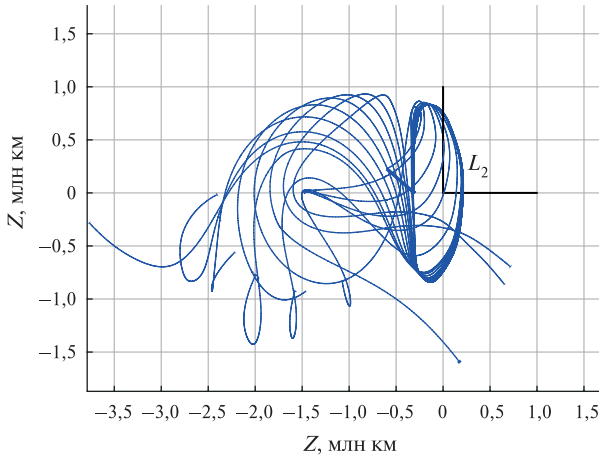


Рис. 2. Неустойчивое многообразие, связанное с орбитой обсерватории СРГ

В данной работе подвергались анализу траектории последнего типа. Численно среди них были обнаружены такие, при движении по которым обсерватория СРГ переходит на геоцентрическую орбиту и 13.04.2029 пролетает на расстоянии порядка 20 тыс. км от центра масс астероида Апофис (таблица). При этом величина импульса, необходимого для такого перевода, может составлять всего 0,5 м/с. Для более близкого пролёта исследуемого небесного тела нужно прикладывать дополнительный импульс, направленный на изменение параметров геоцентрической орбиты.

Характеристики некоторых траекторий из множества неустойчивого многообразия

Дата приложения импульса	Величина импульса, м/с	Окончание интегрирования, t_1	x_{t_1} , тыс. км	y_{t_1} , тыс. км	z_{t_1} , тыс. км
28.08.2028	0,5	13.04.2029 (17:02:24 UTC)	-1395	-33	-3,3
19.10.2028	5,0		-1392	-32	-3,4
05.11.2028	10,0		-1392	-31	-3,3

Схема возможного перелёта КА СРГ к астероиду Апофис приведена на рис. 3. Синим цветом показана часть витка исходной орбиты КА, зелёным отмечен участок, соответствующий движению СРГ по траектории из множества неустойчивого многообразия после приложения 28.08.2028 импульса величиной 0,5 м/с. Как отмечалось выше, для близкого пролёта необходим ещё один импульс, в данном случае он приходится на 17.01.2029, его величина составляет 35 м/с, а соответствующая траектория показана фиолетовым цветом. Сближение с Апофисом (показан

звёздочкой) при таком сценарии происходит 13 апреля 2029 г., а относительная скорость пролёта составляет 6,8 км/с, что становится приемлемой величиной для изучения небесных тел (Yeomans et al., 1998). Для возвращения обсерватории в окрестность солнечно-земной точки либрации L_2 после пролёта вблизи Апофиса предлагается сначала направить КА в окрестность солнечно-земной точки либрации L_1 (этот участок траектории показан жёлтым цветом), а затем перевести аппарат на гетероклиническую траекторию (рис. 4).

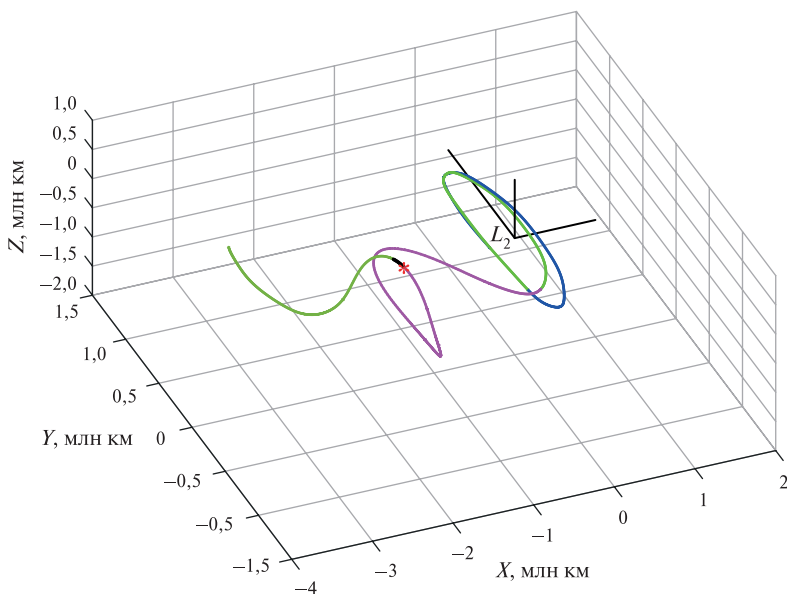


Рис. 3. Схема многоимпульсного перелёта КА СРГ к астероиду Апофис

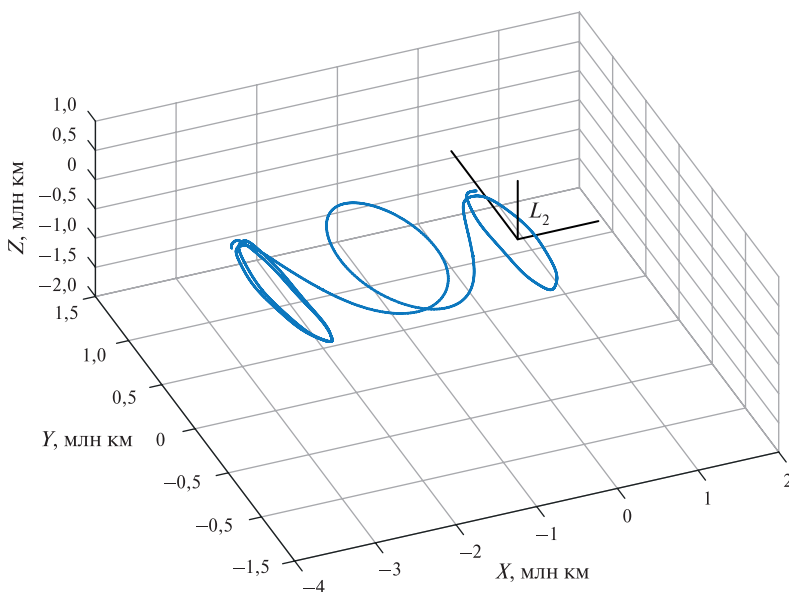


Рис. 4. Схема возврата СРГ в окрестность солнечно-земной точки либрации L_2

Даты приложения импульсов для возврата — 14.04.2029 и 08.07.2029, а величины импульсов — 6,1 и 0,01 м/с, соответственно. Подчеркнём, что результаты получены не в рамках ограниченной задачи трёх тел, а при численном моделировании, в котором учитываются притяжения Солнца, Луны и всех планет Солнечной системы.

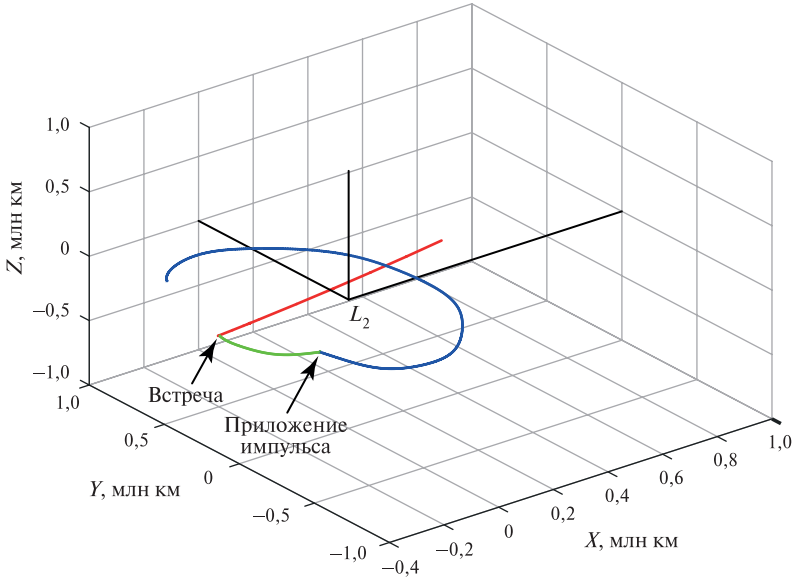


Рис. 5. Схема одноимпульсного перелёта КА СРГ к астероиду Апофис

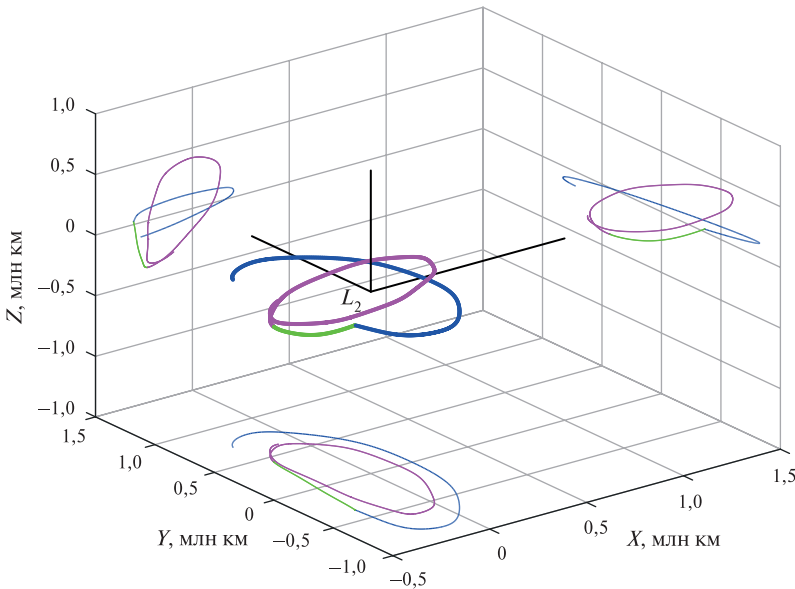


Рис. 6. Траектория движения КА СРГ после встречи с Апофисом

Теперь рассмотрим более простой случай достижения исследуемого астероида — одноимпульсный перелёт. Для известных координат точки сближения с Апофисом компоненты необходимого импульса можно определить решением краевой задачи. Однако комбинации дат приложения импульса и сближения с небесным телом могут быть различными. Для каждого из моментов времени приложения импульса можно численно найти такую точку сближения с астероидом, пролёт через которую приведёт к удержанию КА СРГ в окрестности точки либрации L_2 системы «Солнце — Земля». Дата приложения импульса в этом случае выбирается та, при которой его значение минимально.

На рис. 5 приведена схема перелёта обсерватории СРГ (траектория движения до приложения перелётного импульса показана синим цветом, после приложения — зелёным) к астероиду Апофис (траектория движения показана красным цветом) при осуществлении манёвра 03.03.2029. Дата сближения при таком сценарии на два дня раньше — 11.04.2029. Однако величина перелётного импульса составляет 175,2 м/с, что в несколько раз превышает суммарное значение, полученное при многоимпульсном перелёте. Относительная скорость пролёта астероида в момент сближения в данном случае немного меньше — 6 км/с. Дальнейшая траектория движения обсерватории показана фиолетовым цветом на рис. 6.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном исследовании в ходе изучения неустойчивого многообразия орбиты космической обсерватории «Спектр-Рентген-Гамма» были выделены траектории, приводящие к сближению с потенциально опасным астероидом Апофис. В ходе сравнения с прямым перелётом к данному небесному телу, при котором КА переходит с одной ограниченной орбиты на другую, выявлено, что использование траектории неустойчивого многообразия позволяет существенно снизить затраты топлива для такого рода задачи без потери возможности возвращения обсерватории в окрестность солнечно-земной точки либрации L_2 .

ЛИТЕРАТУРА

- Аксенов С. А., Бобер С. А. Компьютерное моделирование движения космического аппарата в окрестности точки либрации L_2 системы Солнце — Земля: препринт. М.: Изд-во ЦНИИмаш, 2015. 51 с.
- Шувалов В. В., Светцов В. В., Артемьева Н. А. и др. Астероид Апофис — оценка опасных последствий ударов подобных тел // Астрон. вестн. 2017. Т. 51. № 1. С. 51–66. DOI: 10.7868/S0320930X17010042.
- Эйсмонт Н. А., Коваленко И. Д., Назаров В. Н. и др. Управление орбитальным движением и ориентацией космической обсерватории «Спектр-Рентген-Гамма» // Письма в Астрон. журн. 2020. Т. 46. № 4. С. 292–303. DOI: 10.31857/S0320010820040051.
- Yeomans D. K., Barriot J.-P., Dunham D. W. et al. Estimating the mass of asteroid 253 mathilde from tracking data during the NEAR flyby // Science. 1998. V. 278. Iss. 5346. P. 2106–2109. DOI: 10.1126/science.278.5346.2106.

STUDYING THE UNSTABLE MANIFOLD OF THE ORBIT OF THE SPECTRUM-ROENTGEN-GAMMA SPACE OBSERVATORY IN ORDER TO SOLVE PRACTICAL PROBLEMS

M. V. Pupkov^{1,2}, *N. A. Eismont*¹, *O. L. Starinova*², *K. S. Fedyaev*¹

¹ Space Research Institute of the RAS, Moscow, Russia

² Samara National Research University, Samara, Russia

The paper investigates an unstable manifold associated with a bounded orbit of the Spectrum-Roentgen-Gamma space observatory in the vicinity of the L_2 Sun – Earth libration point. The target task of transferring the spacecraft to one of the trajectories of the specified set was chosen to approach the potentially hazardous asteroid Apophis. It is shown that at low cost of the characteristic velocity (\sim cm/s), the Spectrum-Roentgen-Gamma observatory, moving along a trajectory from the set of unstable manifold, may approach the targeted celestial body. Such a scenario is compared with a direct flight to Apophis asteroid, in which the spacecraft does not leave the vicinity of the L_2 Sun – Earth libration point.

Keywords: Spectrum-Roentgen-Gamma, libration points, unstable manifold, Apophis asteroid

Pupkov Maxim Vladimirovich — engineer, postgraduate, m.pupkov@iki.rssi.ru

Eismont Natan Andreevich — leading researcher, candidate of engineering sciences

Starinova Olga Leonardovna — head of the department, doctor of engineering sciences, associate professor

Fedyaev Konstantin Sergeevich — researcher, candidate of physical and mathematical sciences

ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК НА ЗВЁЗДАХ ТИПА γ Cas HD 110432 И HD 119682

Е. Б. Рыспаева

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Россия
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Выполнен поиск быстрых вспышек (длительностью от нескольких секунд до нескольких минут) в рентгеновских кривых блеска двух звёзд типа γ Cas: HD 110432 и HD 119682, извлечённых из наблюдений на спутниках XMM-Newton и Chandra, которые были проведены через длительные промежутки времени. В рентгеновских спектрах звёзд из разных эпох наблюдений были зафиксированы изменения наблюдаемых потоков. В кривых блеска HD 110432 обнаружены 1960 быстрых вспышек, в кривых блеска HD 119682 — 940. Выявлено, что с уменьшением наблюдаемых рентгеновских потоков число регистрируемых быстрых вспышек снижается. При этом в эпоху низкой рентгеновской светимости звезды HD 110432 быстрые вспышки преобладают на энергиях до 2 кэВ, а на звезде HD 119682 — на энергиях выше 4 кэВ. Результаты проделанного анализа свидетельствуют в пользу гипотезы о формировании рентгеновского излучения звёзд типа γ Cas в процессе взаимодействия локальных магнитных полей звёзд с магнитным полем их декреционных дисков.

Ключевые слова: звезда, рентгеновское излучение, кривая блеска, рентгеновская вспышка

ВВЕДЕНИЕ

К загадочному подклассу звёзд типа γ Cas (аналогов γ Cas) (Smith et al., 2016) относятся одиночные или двойные (с маломассивным спутником) Ве-звезды, отличающиеся особенностями их рентгеновского излучения. Рентгеновская светимость таких объектов $L_X \sim 10^{32} - 10^{33}$ эрг·с⁻¹, что выше, чем у типичных Ве-звезд, но ниже, чем у рентгеновских двойных систем с Ве-компонентами. В предположении о полностью тепловой природе излучения аналогов γ Cas в этом диапазоне энергий, температура излучающей плазмы должна достигать экстремальных значений 10–20 кэВ и даже выше. Рентгеновские наблюдения звёзд типа γ Cas, выполненные через длительные промежутки времени (год и более), показали, что по крайней мере у некоторых звёзд этого подкласса имеются эпохи пониженных и повышенных наблюдаемых потоков в рентгеновских спектрах. Такие изменения в спектрах могут быть связаны с вариациями массы и плотности декреционных дисков звёзд (см., например, (Naze, 2022; Rauw, 2018)).

Предложены следующие гипотезы о формировании рентгеновского излучения звёзд загадочного подкласса:

- 1) аккреция на вырожденный компонент или маломассивный спутник (Postnov et al., 2017);
- 2) взаимодействие магнитного поля декреционного диска с локальными магнитными полями звезды (Smith et al., 2016);
- 3) генерация нетеплового рентгеновского излучения в результате обратного комптоновского рассеяния в рамках модели (Chen, White, 1991) (Ryspaeva, Kholtygin, 2020b, 2021).

Звезда HD 110432 (BZ Cru, B0.5IVpe, $G = 5,14$, $d = 438$ пк, GAIA EDR3 (<https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/earlydr3>)) является первым обнаруженным и одновре-

Рыспаева Елизавета Борисовна — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, e.ryspaeva@yandex.ru

менно самым неординарным представителем подкласса аналогов γ Cas. Звезда проявляла необычные свойства не только в рентгеновском, но и в оптическом излучении. Объект наблюдался почти на всех рентгеновских спутниках, и анализ этих наблюдений указывал на наличие у него вырожденного компонента, предположительно белого карлика (Torrejon et al., 2012; Tsujimoto et al., 2018). В исследовании (Smith et al., 2012) проанализированы рентгеновские кривые блеска HD 110432, извлечённые из наблюдений на орбитальных обсерваториях XMM-Newton (*англ.* X-ray Multi-Mirror Mission) и RXTE (*англ.* Rossi X-ray Timing Explorer) и описали три вида вариаций рентгеновского блеска: длительные с периодом в несколько месяцев, средние с периодом в несколько часов и быстрые вспышки длиной от нескольких секунд до 1–1,5 мин. По данным RXTE был обнаружен период рентгеновского излучения $P \sim 226$ дней, а в наблюдениях на XMM-Newton — 1615 быстрых вспышек (*англ.* flare-like events). Авторы интерпретировали вариации рентгеновского блеска HD 110432 на разных временных шкалах как аргумент в пользу гипотезы о формировании рентгеновского излучения звёзд типа γ Cas в результате взаимодействия магнитных полей звезды и диска.

Оптические наблюдения HD 110432 на интерферометре VLTI ESO (*англ.* Very Large Telescope Interferometer European Southern Observatory) не выявили прямых свидетельств двойственности звезды, но показали наличие неоднородного околозвёздного диска (Stee et al., 2013), который, согласно теории вязких декреционных дисков (*англ.* Viscous Decretion Discs — VDD) (Vieira et al., 2017), находится на границе стабильных и разрушающихся дисков (см. (Vieira et al. 2017, Fig. 13). При анализе фотометрических наблюдениях звезды инструментом SMEI (*англ.* Solar Mass Ejection Imager) на спутниках BRITE (*англ.* BRiGht Target Explorer), TESS (*англ.* Transiting Exoplanet Survey Satellite) были найдены периодические компоненты вариаций оптического блеска звезды на частотах 1,03; 1,52–1,58; 2,95; $9,6 d^{-1}$ (Naze et al., 2020).

У звезды HD 119682 (B0Ve, $G = 8,52$; $d = 1,652$ кпк, GAIA EDR3) обнаружены эпохи понижения наблюдаемых рентгеновских потоков и рентгеновские квазивспышки, не приводящие к существенным изменениям характеристик рентгеновских спектров (Naze et al., 2022; Torrejon et al., 2013). В работе (Naze et al., 2022) проанализированы наблюдения звезды в линии H α , проведённые с начала 2019 г., и описаны эпизоды угасания излучения диска и полное исчезновение эмиссии в этой линии в июле 2020 г. Авторы связывают это с уменьшением массы и плотности декреционного диска звезды, которое также привело к уменьшению наблюдаемых потоков рентгеновского излучения.

В настоящей работе проанализированы рентгеновские кривые блеска звёзд типа γ Cas HD 110432 и HD 119682 из наблюдений на космических обсерваториях XMM-Newton и Chandra в 2002–2020 гг. Цель исследования — поиск быстрых вспышек и вариаций рентгеновского блеска, аналогичных найденным в работе (Smith et al., 2012) у HD 110432. Анализ вспышечной активности HD 110432 проводится для большего, чем в указанной работе, интервала времени наблюдений. Подобный анализ для звезды HD 119682 выполняется впервые. Представлены результаты поиска быстрых вспышек на разных диапазонах энергии и проведено сравнение количества и частоты вспышек в кривых блеска в эпохи повышенных и пониженных наблюдаемых рентгеновских потоков.

МЕТОДИКА АНАЛИЗА НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

В табл. 1 приведены сведения об использованных в работе наблюдениях (номер ObsID, дата и длительность). Первичная обработка данных Chandra и XMM-Newton была осуществлена стандартными методами с применением программ-

ных пакетов CIAO 4.12, SAS 20.0 соответственно и с учётом рекомендаций рабочих групп (подробное описание процедур обработки можно найти, например, в работах (Rysraeva, Kholtygin, 2020a, b)). Были извлечены кривые блеска с шагом 200–500 с в диапазоне энергии 0,2–8 кэВ для поиска крупных вспышек, кривые блеска с шагом 5 с на энергии 0,2–8; 1–2; 2–4 и 4–8 кэВ с целью поиска быстрых вспышек и анализа периодичности излучения методом Clean. Для каждого найденного периода построена фазовая кривая блеска и вычислена доля периодического излучения (*англ.* Fraction of periodic emission, FPE) как отношение разности наибольшей и наименьшей скорости счёта в этой кривой к их сумме. Для кривых блеска с мелким шагом был вычислен параметр времени излучения — длительности экспозиции за вычетом эпизодов нулевых скоростей счёта и повышенного фонового излучения.

Таблица 1. Список использованных в работе наблюдений. Девятизначными номерами указаны данные со спутника XMM-Newton, четырёх- и пятизначными — данные с Chandra

Звезда	ObsID	Дата	Экспозиция, с
HD 110432	109480101	03.07.2002	53046
	109480201	26.08.2002	48690
	109480401	21.01.2003	48015
	840760201	21.07.2019	17000
HD 119682	4554	26.12.2004	16580
	8929	17.12.2008	31200
	10835	19.12.2008	31400
	10834	20.12.2008	62480
	10836	21.12.2008	32300
	840311001	21.01.2020	25300
	840310801	6.03.2021	57270

Поиск быстрых вспышек выполнялся следующим методом. В кривых блеска определялся гипотетический медленно меняющийся «уровень без вспышек», который в кривых с низкой скоростью счёта (до пяти отсчётов в секунду) или/и малым числом точек, принимался равным определённому процентилю, вычисленному в предположении, что числа отсчётов кривой блеска описываются распределением Пуассона.

Математическое ожидание числа прихода фотонов (параметр λ распределения Пуассона) в интервале, равном 1 кс, вычислялось как среднее значение в выборке отсчётов в данном интервале, умноженное на шаг кривой блеска (5 с). Вспышечными считались точки выше уровня процентиля на одно стандартное отклонение в каждом из интервалов в 1 кс.

В кривых блеска с высокими скоростями счёта и большим числом точек в первом приближении уровень без вспышек принимался равным экспоненциальному скользящему среднему первого порядка. Вспышкой считалось превышение скорости счёта более чем на два стандартных отклонения σ относительно этого уровня. Далее выполнялось исключение из кривой блеска обнаруженных вспышечных событий, и осуществлялся повторный поиск, но уже с более низким значением уровня без вспышек. Описанная процедура повторялась до достижения кривой блеска без быстрых вспышек.

Были вычислены следующие характеристики быстрых вспышек: длительность вспышек, частота вспышек (отношение числа найденных вспышек ко времени, за которое анализируется кривая блеска) и полная длительность эпизодов без вспышек в кривых блеска.

С целью исследования зависимости вспышечной активности звёзд от характеристик их спектров, были извлечены рентгеновские спектры на энергии 0,2–8 кэВ из изображений камеры EPIC на XMM-Newton и спектрометра ACIS-S (*англ.* AXAF (Advanced X-ray Astrophysics Facility) CCD (charge-coupled device) Imaging Spectrometer) на Chandra. Спектры были аппроксимированы в программном пакете XSPEC 12.10.0 суммами 1–3 моделей излучения горячего газа, в котором атомы ионизируются электронным ударом, APEC (*англ.* Astrophysical Plasma Emission Code) (Smith et al., 2001). Модель характеризуется такими параметрами, как температура излучающей плазмы (кТ), её мера эмиссии (EM), определяющая долю плазмы с указанной температурой и металличность (Abundance), определяющая содержание элементов в звезде в солнечных единицах по материалам статьи (Anders, Grevesse, 1989). Последний параметр либо вычислялся при аппроксимации, либо фиксировался равным солнечному (1,0). Модели APEC умножались на модель межзвёздного поглощения TBABS (*англ.* Tuebingen-Boulder ISM absorption) (Wilms et al., 2000), учитывающую поглощение и газовой составляющей межзвёздной среды, и пылевыми частицами. В модели определяется лучевая концентрация водорода в направлении на объект (NH). Для всех модельных спектров были оценены непоглощённые межзвёздной средой рентгеновские потоки с помощью функции *cflux* в XSPEC, по ним вычислены непоглощённые рентгеновские светимости звёзд для расстояний из релиза Gaia EDR3.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ периодичности и крупных вспышек

Во время наблюдения звезды HD 110432 в июле 2019 г. были зафиксированы две квази-вспышки длительностью около 4 кс (рис. 1). Нами были извлечены и аппроксимированы рентгеновские спектры звезды перед вспышками, во время каждой из них и спектры после вспышек и не выявлено существенных различий в характеристиках рентгеновских спектров звезды во время вспышек и в спокойном состоянии.

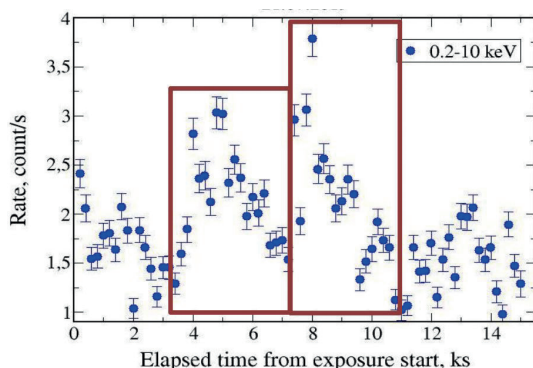


Рис. 1. Кривая блеска звезды HD 110432 от 21 июля 2019 г., шаг 200 с. По вертикальной оси отложена скорость счёта, по горизонтальной — время с момента начала наблюдения. Прямоугольниками выделены квази-вспышки

В кривых блеска из трёх других рассмотренных наблюдений объекта не замечено резких изменений скорости счёта, но обнаружены 16 вариаций рентгеновского блеска длительностью от 24 мин до 6,5 ч и долей периодического излучения, равной 0,09–0,26 (табл. 2). Эти вариации являются транзиентными, они присутствуют в одних наблюдениях и исчезают в других, а три из них с периодами $P \sim 120$ мин, $P \sim 90$ –95 мин близки к периодам оптического излучения HD 110432, что даёт основание предположить о формировании рентгеновского излучения на самой звезде или в её ближайшей окрестности. В кривой блеска звезды HD 119682 от 21 января 2020 г. выявлены вариации рентгеновского блеска с периодами 1,2 и 2,8 ч, связанные, по-видимому, с нерадиальными пульсациями звезды.

Таблица 2. Найденные в наблюдениях звезды HD 110432 на XMM-Newton в 2002–2003 гг. периоды регулярных вариаций рентгеновского блеска на уровне значимости 10^{-5} (P) и соответствующие доли пульсирующего излучения (FPE)

03.07.2002		26.08.2002		21.01.2003	
<i>P</i> , мин	FPE, отн. ед	<i>P</i> , мин	FPE, отн. ед	<i>P</i> , мин	FPE, отн. ед
191,43	0,133	393,07	0,258	336,21	0,152
124,72	0,159	158,90	0,138	139,56	0,168
92,49	0,121	120,46	0,135	93,63	0,119
		95,75	0,105	63,22	0,075
		35,56	0,101	56,46	0,119
		33,49	0,085	24,90	0,089
		23,63	0,109		

Исследование связи особенностей рентгеновских спектров звёзд и наличия быстрых рентгеновских вспышек

В табл. 3 приведены результаты поиска быстрых вспышек на звёздах HD 110432 и HD 119682. На рис. 2–3 показаны графики модельных спектров с покомпонентным разложением, а в табл. 4 приведены параметры аппроксимации спектров. Из результатов нашего анализа следует, что в рентгеновских спектрах HD 110432 в 2002–2003 гг. имеется небольшое снижение наблюдаемых потоков и уменьшается рентгеновская светимость (табл. 3) и существенно сокращается число быстрых вспышек. При этом, как видно из табл. 4, температура излучающей в рентгеновском диапазоне плазмы остаётся почти без изменений. В трёх наблюдениях 2002–2003 гг. найдено 1960 быстрых вспышек. Рентгеновская светимость звезды в наблюдениях 2019 г. в 3–4 раза ниже таковой за 2002–2003 гг.

В кривых блеска 2019 г. (как до крупных вспышек, так и после них) выявлено всего 373 быстрых вспышки. Если в ранних наблюдениях интервалы без быстрых вспышек составляли 2–3 кс, то в наблюдениях 2019 г. эти интервалы не дольше 2 мин. Такой результат может быть обусловлен малой длительностью кривых блеска в наблюдении 2019 г., но позволяет предположить наличие на звезде эпизодов повышенной и пониженной вспышечной активности. Поиск быстрых вспышек в разных диапазонах энергии выявил преобладание вспышек на энергии выше 2 кэВ в ранних наблюдениях и в области энергии 1–2 кэВ в наблюдениях 2019 г. (см. рис. 5).

Таблица 3. Сведения о найденных быстрых вспышках на звёздах HD 110432 и HD 119682. В первом столбце приведены даты наблюдений, во втором — рентгеновская светимость, определённая при моделировании спектров (см. текст), в третьем, четвёртом и пятом столбцах указаны числа вспышек (Nfl), частота вспышек (Ffl) и наибольшие временные интервалы без вспышек (QTI) соответственно

Дата	$L_x(0,2-8 \text{ кэВ}), \text{ эрг}\cdot\text{с}^{-1}$	Nfl	Ffl, с^{-1}	QTI, с
1	2	3	4	5
HD 110432				
03.07.2002	$8,77 \pm 0,76$	1205	0,025	2360
26.08.2002	$7,75 \pm 1,03$	482	0,011	3205
20.01.2003	$7,39 \pm 0,52$	273	0,006	2720
21.07.2019 BF	$2,09 \pm 0,16$	161	0,043	90
21.07.2019 F1	$2,78 \pm 0,19$			
21.07.2019 F2	$2,86 \pm 0,22$	212	0,041	130
21.07.2019 AF	$1,96 \pm 0,16$			
HD 119682				
26.12.2004	$3,65 \pm 0,18$	179	0,027	75
17–21.12.2008	$4,95 \pm 0,22$	168	0,023	105
21.01.2020	$3,84 \pm 0,11$	396	0,029	140

Примечание: BF — перед крупными вспышками, F1 — во время первой вспышки, F2 — во время второй вспышки, AF — после вспышек.

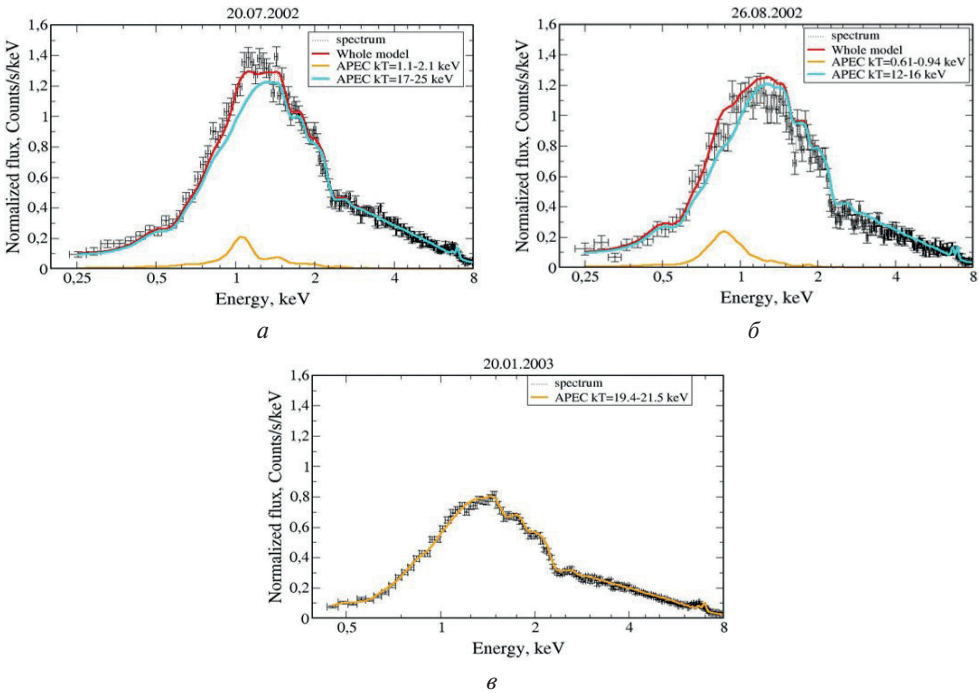


Рис. 2. Модельные спектры звезды HD 110432 с покомпонентным разложением из наблюдений: *a* — в июле 2002 г.; *б* — августе 2002 г.; *в* — январе 2003 г. По вертикальной оси отложен нормированный поток, по горизонтальной — энергия (в кэВ)

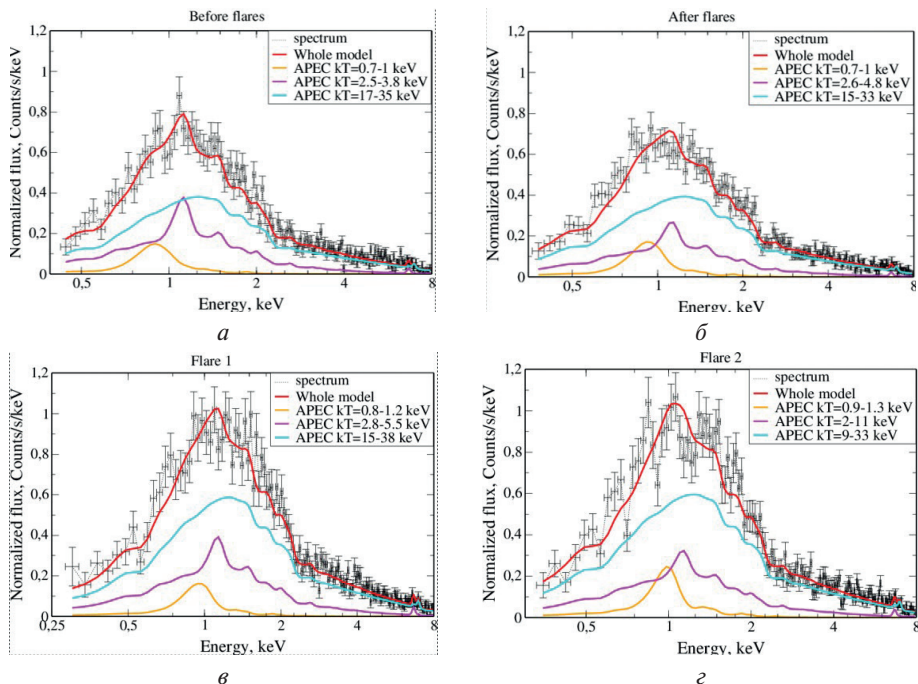


Рис. 3. Модельные спектры звезды HD 110432 с покомпонентным разложением из наблюдения 2019 г.: *a* — спектр перед вспышками; *б* — спектр после вспышек; *в* — спектры во время первой вспышки; *г* — второй вспышки

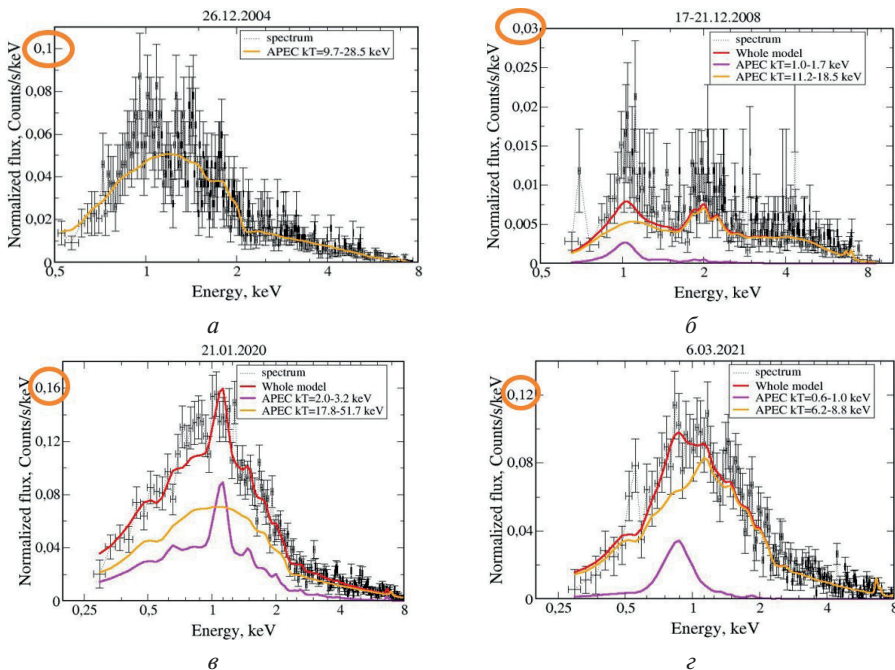


Рис. 4. Модельные спектры звезды HD 119682 с покомпонентным разложением из наблюдений: *a* — в декабре 2004 г.; *б* — в декабре 2008 г.; *в* — в январе 2020 г.; *г* — в марте 2021 г.

Таблица 4. Результаты аппроксимации рентгеновских спектров рассмотренных звёзд. В 1-м столбце указаны даты наблюдений, во 2–8 столбцах — модельные параметры с погрешностями для доверительного интервала 90 %, в 9-м столбце дана приведённая статистика χ^2/n , в 10-м — число степеней свободы (d. o. f. — *angl.* degrees of freedom)

Дата	$N_H, 10^{22} \text{ см}^{-2}$	КТ ₁ , кэВ	logEM ₁ , см ⁻³	КТ ₂ , кэВ	logEM ₂ , см ⁻³	КТ ₃ , кэВ	logEM ₃ , см ⁻³	Abundance, sol. un.	$\chi^2 \text{ d. o. f.}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
HD 110432									
03.07.2002	0,331±0,009	16,0±0,46	54,22±0,15	20,97±3,57	55,68±0,01			0,82±0,17	1,6 (482)
26.08.2002	0,315±0,016	0,77±0,16	53,98±0,18	13,57±2,02	55,63±0,01			0,69±0,16	1,6 (478)
20.01.2003	0,419±0,006	20,43±1,11	55,61±0,01					1,0	1,9 (468)
21.07.2019 BF	0,228±0,024	0,85±0,18	53,23±0,21	3,16±0,68	54,42±0,14	26,12±9,00	55,02±0,07	1,0	1,02 (447)
21.07.2019 F1	0,205±0,019	0,99±0,24	53,26±0,30	4,13±1,35	54,47±0,24	26,62±11,61	55,02±0,07	1,0	1,02 (447)
21.07.2019 F2	0,195±0,018	1,12±0,22	53,37±0,26	6,36±4,39	54,31±0,69	21,27±11,72	54,78±0,31	1,0	1,09 (445)
21.07.2019 AF	0,204±0,020	0,90±0,16	53,31±0,18	3,70±1,08	54,27±0,20	24,10±9,27	54,84±0,05	1,0	1,17 (450)
HD 119682									
26.12.2004	0,16±0,03	19,11±9,36	55,30±0,04					1,0	0,78 (188)
17–21.12.2008	0,17±0,05	1,35±0,35	54,04±0,32	14,84±3,61	55,40±0,02			1,0	0,92 (618)
21.01.2020	0,13±0,01	2,60±0,56	54,75±0,16	34,75±16,91	55,22±0,05			1,0	1,20 (435)
06.03.	2021	0,78±0,21	53,61±0,20	7,50±1,30	55,13±0,02			1,0	1,12 (396)

В то же время у звезды HD 119682 замечены ярко выраженные изменения формы и характеристик рентгеновского спектра в разных наблюдениях, видные на рис. 4. Так, в декабре 2008 г. зафиксированы самые низкие рентгеновские потоки от звезды, и форма спектра сильно отличается визуально от остальных. Эти изменения значительно влияют на температуру плазмы и рентгеновскую светимость звезды. В то же время в кривой блеска от 21 января 2020 г., в которой зарегистрированы самые высокие наблюдаемые потоки, обнаружено наибольшее число быстрых вспышек, главным образом на энергии 1–2 кэВ. В кривой блеска 2008 г. найдено меньше всего быстрых вспышек и большинство из них приходится на энергии больше 4 кэВ (рис. 6). Интервалы на кривой блеска без вспышек не превышают 1–2 мин.

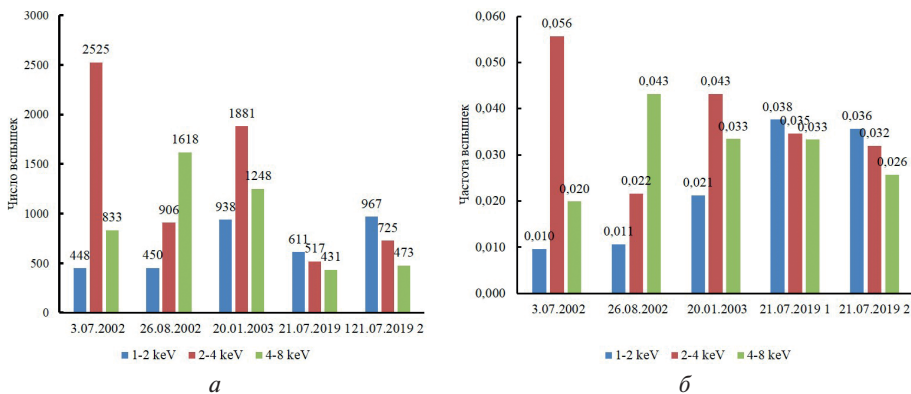


Рис. 5. Гистограммы количества (а) и частоты (б) быстрых вспышек на звезде HD 110432 из разных наблюдений в трёх диапазонах энергии

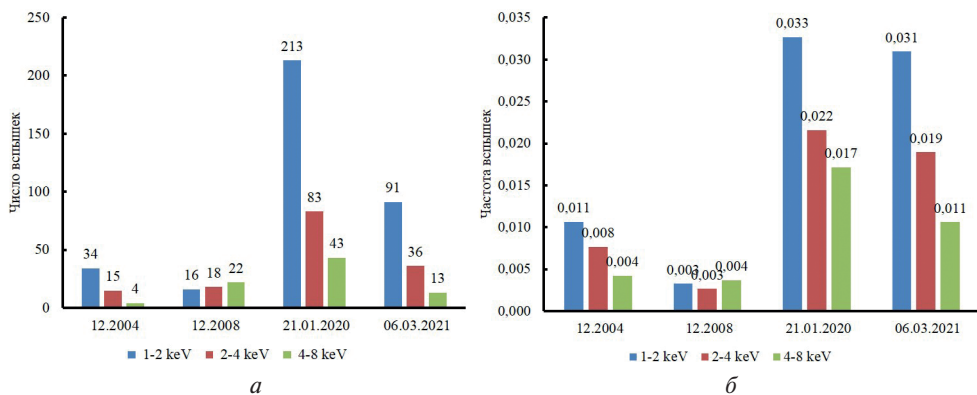


Рис. 6. То же, что на рис. 5 для звезды HD 119682

Результаты нашего исследования частоты и количества быстрых вспышек на HD 110432 в 2002–2003 гг. согласуются с таковыми из статьи (Smith et al., 2012). Авторы объясняли наличие быстрых вспышек на звезде HD 110432 одним из двух сценариев: либо формирование рентгеновского излучения звёзд типа γ Cas в результате взаимодействия локальных магнитных полей звезды с магнитным полем её декреционного диска, либо столкновение быстрых заряженных частиц с поверхностью звезды (аккреции на возможный компонент).

Значительное уменьшение числа вспышек в 2019 г. коррелирует с уменьшением в эту эпоху рентгеновской светимости звезды в ~ 3 раза. Этот факт согласуется с предположением о генерации быстрых вспышек на HD 110432 как основном источнике её рентгеновского излучения. Рентгеновская светимость HD 119682 мало меняется, поэтому протестировать корреляцию числа вспышек и рентгеновской светимости для этой звезды пока не представляется возможным.

Поскольку многие найденные в нашей работе быстрые вспышки преобладают на относительно низких энергиях ~ 1 кэВ, они могут быть подобны солнечным нановспышкам, приводящим к нагреву короны (Cargill, Klimchuk, 1997). Нельзя также исключать возможную связь вспышечной активности звезды и параметров её декреционного диска (масса, плотность, угол наклона и другие). Для проверки этого предположения необходимы дополнительные оптические наблюдения звёзд этого типа в линии H α .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный в настоящей работе анализ наблюдений позволяет сделать следующие выводы:

1. Подавляющее большинство найденных описанными способами быстрых вспышек имеют длительность до 5 с.
2. На обеих рассмотренных звёздах, скорее всего, имеются эпизоды повышенной вспышечной активности, когда быстрых вспышек много и они происходят часто; эти эпизоды связаны с повышением рентгеновской светимости звезды.
3. У обеих рассмотренных звёзд имеются эпохи преобладания быстрых вспышек на энергиях до 2 кэВ и выше 4 кэВ; эпоха «мягких вспышек» с энергиями до кэВ произошла на HD 110432 в то время, когда была относительно низка рентгеновская светимость и произошла крупная квази-вспышка. Напротив, при пониженной рентгеновской светимости звезды HD 119682 преобладают быстрые «жёсткие» вспышки в области энергии 4–8 кэВ.
4. Генерации быстрых вспышек на звёздах типа γ Cas является значимым источником её рентгеновского излучения.

Автор выражает искреннюю благодарность А. Ф. Холтыгину за постоянное внимание к работе, обсуждение методов и результатов. Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-22-00090 (<https://rscf.ru/project/23-22-00090/>).

ЛИТЕРАТУРА

- Anders E., Grevesse N. Abundances of the elements: Meteoritic and solar // *Geochimica et Cosmochimica Acta* 1989. V. 53. No. 1. P. 197–214. DOI: 10.1016/0016-7037(89)90286-X.
- Cargill P. J., Klimchuk J. A. A Nanoflare Explanation for the Heating of Coronal Loops Observed by Yohkoh // *The Astrophysical J.* 1997. V. 478. No. 2. P. 799–806. DOI: 10.1086/303816.
- Chen W., White R. L. Nonthermal X-Ray Emission from Winds of OB Supergiants // *The Astrophysical J.* 1991. V. 366. P. 512–528. DOI: 10.1086/169586.
- Nazé Y., Pigulski A., Rauw G., Smith M. A. Let there be more variability in two γ Cas stars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 2020. V. 494. No. 1. P. 958–974. DOI: 10.1093/mnras/staa617.
- Nazé Y. X-ray response to disc evolution in two γ Cas stars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 2022. V. 512. No. 2. P. 1648–1657. DOI: 10.1093/mnras/stac314.

- Postnov K., Oskinoval L., Torrejón J. M.* A propelling neutron star in the enigmatic Be-star γ Cassiopeia // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2017. V. 465. No. 1. P. L119–L123. DOI: 10.1093/mnras/slz223.
- Rauw G.* Intriguing X-ray and optical variations of the γ Cassiopeiae analog HD 45314 // Astronomy and Astrophysics. 2018. V. 615. Article 44. 19 p. DOI: 10.1051/0004-6361/201731782.
- Ryspaeva E., Kholtygin A.* (2020a) Analysis of the X-ray emission from OB stars III: low-resolution spectra of OB stars // Research in Astronomy and Astrophysics. 2020. V. 20. No. 7. DOI: 10.1088/1674-4527/20/7/108.
- Ryspaeva E. B., Kholtygin A. F.* (2020b) Contribution of a Non-Thermal Component to the X-Ray Emission of OB Stars // Astrophysical Bull. 2020. V. 75. No. 2. P. 127–138. DOI: 10.1134/S199034132002011X.
- Ryspaeva E. B., Kholtygin A. F.* A possible nonthermal X-ray emission from γ Cas analogues stars // Open Astronomy. 2021. V. 30. No. 1. P. 132–143. DOI: 10.1515/astro-2021-0018.
- Smith R. K., Brickhouse N. S., Liedahl D. A., Raymond J. C.* Collisional Plasma Models with APEC/APED: Emission-Line Diagnostics of Hydrogen-like and Helium-like Ions // The Astrophysical J. 2001. V. 556. No. 2. P. L91–L95. DOI: 10.1086/322992.
- Smith M. A., Lopes de Oliveira R., Motch C.* Characterization of the X-Ray Light Curve of the γ Cas-like B1e Star HD 110432 // The Astrophysical J. 2012. V. 755. No. 1. DOI: 10.1088/0004-637X/755/1/64.
- Smith M. A., Lopes de Oliveira R., Motch C.* The X-ray emission of the γ Cassiopeiae stars // Advances in Space Research. 2016. V. 58. No. 5. P. 782–808. DOI: 10.1016/j.asr.2015.12.032.
- Stee P.* Evidence of an asymmetrical Keplerian disk in the Br γ and He I emission lines around the Be star HD 110432 // Astronomy and Astrophysics. 2013. V. 550. Article A65. 9 p. DOI: 10.1051/0004-6361/201220302.
- Torrejón J. M., Schulz N. S., Nowak M. A.* Chandra and Suzaku Observations of the Be/X-Ray Star HD 110432 // The Astrophysical J. 2012. V. 750. No. 1. Article 75. DOI: 10.1088/0004-637X/750/1/75.
- Torrejón J. M., Schulz N. S., Nowak M. A. et al.* Hot Thermal X-Ray emission from the Be star HD 119682 // The Astrophysical J. 2013. V. 765. No. 1. DOI: 10.1088/0004-637X/765/1/13.
- Tsujimoto M., Morihana K., Hayashi T., Kitaguchi T.* Suzaku and NuSTAR X-ray spectroscopy of γ Cassiopeiae and HD 110432 // Publications of the Astronomical Society of Japan. 2018. V. 70. No. 6. DOI: 10.1093/pasj/psy111.
- Vieira R. G., Carciofi A. C., Bjorkman J. E. et al.* The life cycles of Be viscous decretion discs: time-dependent modelling of infrared continuum observations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2017. V. 464. No. 3. P. 3071–3089. DOI: 10.1093/mnras/stw2542.
- Wilms J., Allen A., McCray R.* On the absorption of X-Rays in the interstellar medium // The Astrophysical J. 2000. V. 542. No. 2. P. 914–924. DOI: 10.1086/317016.

SEARCHING THE FAST X-RAY FLARES ON TWO γ CAS TYPE STARS HD 110432 AND HD 119682

E. B. Ryspaeva

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimea, Russia
Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

The searching for fast X-ray flares with duration from several seconds to several minutes in light curves of two γ Cas-like stars HD 110432, HD 119682 is performed. Stellar X-ray light curves are extracted from observations, obtained on XMM-Newton» and Chandra» satellites out long time intervals. 1960 and 940 fast X-ray flares are found in light curves of HD 110432 and HD 119682 respectively. Changes in the observed fluxes in X-ray spectra in different observations of both stars are recorded. It is revealed that with a decreasing of the observed X-ray fluxes, the number of fast

flares is reduced. At the same time, when X-ray luminosity of star HD 110432 is low, stellar fast flares prevail at soft energy range, up to 2 keV. In similar case of HD 119682, fast flares prevail in hard energies above 4 keV. These results support the hypothesis about generation of the X-rays from γ Cas type stars in the process of interaction between the local magnetic fields of stars with the magnetic field of their decretion discs.

Keywords: star, X-ray emission, light curve, X-ray flare

Ryspaeva Elizaveta Borisovna — researcher, candidate of physical and mathematical science, e.ryspaeva@yandex.ru

РАДИОТОМОГРАФИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ИОНОСФЕРЫ ДЕТЕРМИНИСТСКИМИ МЕТОДАМИ

И. Э. Савиных

Объединенный институт проблем информатики Национальной академии наук
Белоруси, Минск, Беларусь

Предложено восстановление изображений поля концентрации электронов в ионосфере посредством детерминистских методов томографии с использованием спутниковых радиосигналов. Проведены вычислительные эксперименты по восстановлению 2D-изображений на основе детерминистских методов радиотомографии. Полученные результаты демонстрируют приемлемое по качеству восстановление по радиальным линиям пространственного 2D-спектра.

Ключевые слова: полное электронное содержание (ПЭС), радиотомография, преобразование Фурье, преобразование Радона, теорема о срезе

Радиотомография ионосферы основана на измерении фазовой задержки электромагнитного сигнала GPS (*англ.* Global Positioning System), появляющейся из-за неоднородности электронных полей в ионосфере. Сопутствующие распространению электромагнитной волны процессы рассеяния, дисперсии и поглощения приводят к тому, что радиосигнал ослабевает при прохождении через облако электронов в ионосфере, причём ослабление имеет экспоненциальный характер согласно закону Бугера (Дэвис, 1973). Данные задержки сигнала по фазе впоследствии используются для оценивания полного электронного содержания (ПЭС) с целью последующего применения алгоритмов вычислительной томографии и синтеза изображения электронной плотности. В предложенных алгоритмах радиотомографии используются данные ПЭС для создания её двумерных изображений поля концентрации электронов в ионосфере, что позволяет оценить как структуру, так и динамику ионосферы (Белоконов и др., 2023).

Методы томографии разделяются на итерационные, статистические и детерминированные, основанные на точных математических моделях. К детерминированным относятся методы, основанные на теореме о срезе и на преобразовании Радона. Проекция является математической операцией, подобной физической операции получения изображения в рентгеновских лучах с помощью коллимированного источника излучения. В результате получается тень, т.е. трёхмерная структура неизвестного объекта сводится к двумерному изображению, которое можно измерить (Даджион, Мерсеро, 1988). В настоящей статье рассматриваются одномерные проекции двумерных объектов.

Величина $p_{\theta}(\hat{x}_1)$ называется *проекцией концентрации* $n(x_1, x_2)$ под углом θ и равна интегралу по координате, именуемого ПЭС.

$$p_{\theta}(\hat{x}_1) = \int_{-\infty}^{\infty} n(x_1, x_2) dx_2 = \int_{-\infty}^{\infty} n(\hat{x}_1 \cos \theta - \hat{x}_2 \sin \theta, \hat{x}_1 \sin \theta + \hat{x}_2 \cos \theta) dx_2, \quad 0 \leq \theta < \pi,$$

где \hat{x}_1, \hat{x}_2 — координаты в повёрнутой системе координат относительно исходной (x_1, x_2) (рис. 1).

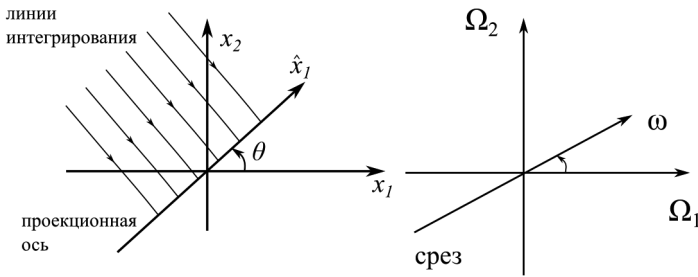


Рис 1. Связь между проекцией двумерной функции и срезом её спектра Фурье

Полное электронное содержание соответствует семейству линейных интегралов, взятых вдоль ряда линий пучка, параллельных друг другу. Различным углам θ в диапазоне $0 \leq \theta < \pi$ соответствуют различные ориентации пучка и различные проекции.

После преобразования Фурье функции $p_0(\hat{x}_1)$ получим одномерный спектр $S_\theta(\omega)$:

$$\begin{aligned} S_\theta(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} p_0(\hat{x}_1) \exp(-j\omega \hat{x}_1) d\hat{x}_1 = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n(x_1, x_2) \exp[-j\omega(x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta)] dx_1 dx_2, \quad j = \sqrt{-1}. \end{aligned}$$

При этом 2D-концентрация $n(x_1, x_2)$ имеет 2D-спектр Фурье $N(\Omega_1, \Omega_2)$. В неповёрнутой (исходной) системе координат (см. рис. 1) находим 1D-спектр Фурье:

$$S_\theta(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n(x_1, x_2) \exp[-j\omega(x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta)] dx_1 dx_2 = N(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta). \quad (1)$$

Эту функцию сечения $S_\theta(\omega)$ называем *срезом* $N(\Omega_1, \Omega_2)$ под углом θ , а уравнение (1) — *теоремой о проекционном срезе* (Даджион, Мерсеро, 1988). В этой связи задача восстановления или оценки концентрации $n(x_1, x_2)$ эквивалентна задаче интерполяции двумерного спектра Фурье в целом на основе этих радиальных сечений.

Двумерное распределение концентрации $n(x_1, x_2)$ можно восстановить из двумерного спектра Фурье $N(\Omega_1, \Omega_2)$ посредством двумерного обратного преобразования Фурье:

$$n(x_1, x_2) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} N(\Omega_1, \Omega_2) \exp(j(\Omega_1 x_1 + \Omega_2 x_2)) d\Omega_1 d\Omega_2. \quad (2)$$

При разработке программных средств восстановления функции электронной концентрации $n(x_1, x_2)$ в ионосфере используем дискретное преобразование Фурье (ДПФ).

Допустим, что имеется N проекций $n(x_1, x_2)$ при равноотстоящих углах $\theta_i = \pi i / N$, где $i = 0, 1, \dots, N-1$, а дискретизация проекции выполнена с одной и той же пространственной частотой, при этом вычислено M -точное ДПФ каждой дискретной проекции:

$$S_\theta[k] = \sum_{m=0}^{M-1} p_0[m] \exp\left(-\frac{j2\pi}{M} mk\right), \quad k = 0, 1, \dots, M-1.$$

Эти значения ДПФ можно трактовать как отсчёты *двумерного преобразования Фурье* по регулярному полярному растру (рис. 2).

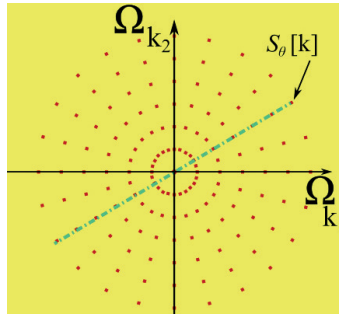


Рис. 2 Отсчёты коэффициентов двумерного ДПФ, полученные в области пространственных частот (полярный растр отсчётов), путём дискретизации по пространству всех проекций с одинаковой частотой дискретизации

Для компьютерной реализации необходимо провести интерполяцию от полярного растра с известными значениями (см. рис. 2) к квадратному с заполнением недостающих значений. В результате получается квадратный растр коэффициентов двумерного ДПФ, к которому необходимо применить обратное ДПФ в соответствии с выражением:

$$n[m_1, m_2] = \frac{1}{M^2} \sum_{k_2=-M/2+1}^{M/2} \left(\sum_{k_1=-M/2+1}^{M/2} N[k_1, k_2] \exp\left\{j \frac{2\pi}{M} m_1 k_1\right\} \right) \exp\left\{j \frac{2\pi}{M} m_2 k_2\right\},$$

$$m_1, m_2 = -(M/2-1), \dots, 0, \dots, (M/2-1)$$

и использовать эти результаты для оценки отсчётов $n[m_1, m_2]$, $m_1, m_2 = -(M/2+1), \dots, 0, \dots, M/2$ (рис. 3).

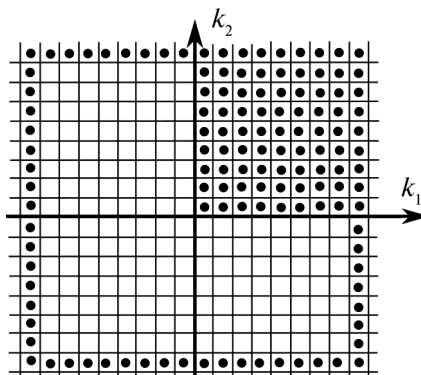


Рис. 3 Квадратный растр отсчётов в частотно-пространственной области, сформированный посредством интерполяции отсчётов полярного растра

Вычисление ДПФ выполнялось на основе эффективных алгоритмов быстрого преобразования Фурье (Крот, Минервина, 1995).

Ниже приводится пример восстановления тестового изображения (рис. 4) на основе набора проекций с шагом 5° с помощью метода, основанного на теореме о срезе. Из-за разреженности отсчётов по мере удаления от центра качество изображения несколько ухудшается.

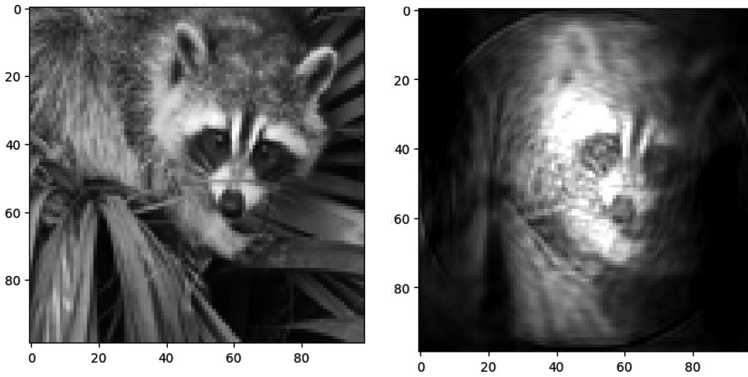


Рис. 4. Тестовое исходное и восстановленное 2D-изображения

Если в двумерной спектральной плоскости перейти к полярным координатам (см. рис. 1), то формула (2) в полярных координатах (ω, θ) примет вид:

$$\begin{aligned} n(x_1, x_2) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\pi \int_{-\infty}^\infty N(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) \exp(j\omega(x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta)) |\omega| d\omega d\theta = \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\pi \int_{-\infty}^\infty S_\theta(\omega) \exp(j\omega(x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta)) |\omega| d\omega d\theta. \end{aligned} \quad (3)$$

Внутренний интеграл в выражении (3) представляет собой обратное *одномерное* преобразование Фурье произведения $S_\theta(\omega)$ и $|\omega|$:

$$g_\theta(x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty S_\theta(\omega) |\omega| \exp(j\omega(x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta)) d\omega. \quad (4)$$

Соотношение (4) реализует фильтр от функции проецирования p_θ , при этом частотный отклик $|\omega|$ является производной от преобразования Гильберта функции $p_\theta(x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta)$. С использованием выражения (4) вычисление искомой концентрации $n(x_1, x_2)$ по алгоритму обратной проекции, основанному на формуле обращения Радона, записывается следующим образом (Даджион, Мерсеро; 1988):

$$n(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi g_\theta(x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta) d\theta. \quad (5)$$

Путём дискретизации формулы обращения Радона (5) нетрудно вывести алгоритмы обратной проекции. Их отличительной особенностью является возможность реализации полностью в пространственной области (рис. 5).

Дискретизация формулы обращения Радона основана на предположении, что заданы проекции под углами $\theta_0, \theta_1, \dots, \theta_{N-1}$, так что

$$\begin{cases} \Delta\theta_i = \theta_i - \theta_{i-1}, & i = 1, \dots, N-1; \\ \Delta\theta_0 \triangleq \theta_0 - \theta_{N-1} + \pi. \end{cases} \quad (6)$$

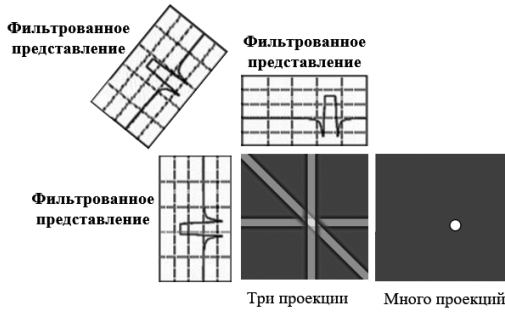


Рис. 5. Алгоритм обратного проецирования на примере трёх обратных проекций

Из формулы обращения Радона (5) следует, что искомую 2D-функцию концентрации $n(x_1, x_2)$ можно аппроксимировать суммой:

$$n(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=0}^{N-1} \Delta\theta_i g_i(x_1 \cos\theta + x_2 \sin\theta), \quad (7)$$

где $g_i(x_1 \cos\theta + x_2 \sin\theta) = g_i(\hat{x}_1)$ — функция в повернутой системе координат (\hat{x}_1, \hat{x}_2) , т. е. результат фильтрации согласно уравнению (4):

$$g_i(t) = p_{\theta_i}(t)k(t), \quad (8)$$

$$F\{k(t)\} = |\omega|. \quad (9)$$

Равенства (6)–(9) можно интерпретировать следующим образом. Одномерная проекция под углом θ_i пропускается через одномерный фильтр с импульсным $k(t)$ и частотным $|\omega|$ откликом. Заметим, что все проекции ($i = 0, 1, \dots, N-1$) пропускаются через один и тот же фильтр, выходом которого является функция g_i . Используя повернутую систему координат (\hat{x}_1, \hat{x}_2) , получим, что

$$g_i(x_1 \cos\theta + x_2 \sin\theta) = g_i(\hat{x}_1). \quad (10)$$

В этой связи сигнал g_i в соотношении (10) можно представить себе как *двумерный сигнал*, отфильтрованный по переменной \hat{x}_1 и однородный по переменной \hat{x}_2 . Поскольку операция восстановления двумерной функции начинается с одномерной функции (для получения двумерной), то эта операция называется *обратной проекцией*.

В результате проведённых исследований были построены и программно реализованы два алгоритма вычислительной радиотомографии на основе различных способов восстановления, а именно посредством метода обратных проекций (рис. 6) и теоремы о срезе (см. рис. 4).

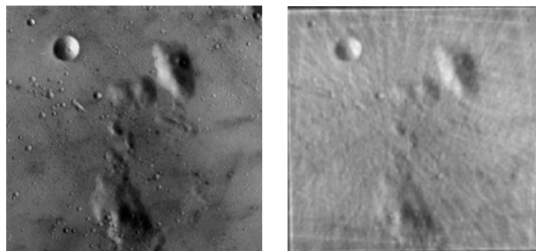


Рис. 6. Тестовое исходное и восстановленное 2D-изображение

ЛИТЕРАТУРА

- Белоконов И. В., Крот А. М., Козлов С. В. и др. Способ оценивания полного электронного содержания в ионосфере на основе ретрансляции сигналов глобальной навигационной спутниковой системы GPS // Информатика. 2023. № 2. С. 7–27. <https://doi.org/10.37661/1816-0301-2023-20-2-7-27>.
- Даджион Д., Мерсеро Р. Цифровая обработка многомерных сигналов. М.: Мир, 1988. 488 с.
- Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973. 502 с.
- Крот А. М., Минервина Е. Б. Быстрые алгоритмы и программы цифровой спектральной обработки сигналов и изображений. Минск: Наука и техника, 1995. 407 с.

RADIOTOMOGRAPHIC ANALYSIS OF THE IONOSPHERE BY DETERMINISTIC METHODS

I. E. Savinykh

United Institute of Informatics Problems of the National Academy of Sciences of Belarus
Minsk, Belarus

It is proposed to reconstruct images of the electron concentration field in the ionosphere using deterministic tomography methods using satellite radio signals. Computational experiments have been carried out to reconstruct 2D images based on deterministic radiotomography methods. The obtained results demonstrate an acceptable quality restoration along the radial lines of the spatial 2D spectrum.

Keywords: total electronic content (TEC), radiotomography, Fourier transform, Radon transform, theorem of slice

Savinykh Irina Eduardovna — master's student, software engineer, rct.savinykh@gmail.com

ПОСТРОЕНИЕ КАРТЫ ТИПОВ НАЗЕМНЫХ ЭКОСИСТЕМ РОССИИ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ РАДИОМЕТРА VIIRS

И. А. Сайгин, Ф. В. Стыценко

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Выполнены работы по использованию данных радиометра VIIRS (*англ.* Visible Infrared Imaging Radiometer Suite) для картографирования наземных экосистем России с использованием разработанных методов и технологий, применимых по данным MODIS (*англ.* Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer). Получена карта типов наземных экосистем за 2021 г. по данным VIIRS и проведено сравнение данной карты растительного покрова по данным VIIRS и MODIS. В целом была обнаружена схожесть полученных результатов, которая говорит о принципиальной возможности переноса методов картографирования наземных экосистем на данные прибора VIIRS. Оценка покрытой лесом площади, полученная по данным MODIS и VIIRS, составила 774 и 762 млн га соответственно, расхождение составило 1,5 %. Сумма ошибок первого и второго рода для обобщённого класса покрытой лесом площади составила около 12 %.

Ключевые слова: растительный покров, спутниковые данные, дистанционное зондирование Земли, классификация

Карта типов наземных экосистем входит в число ключевых информационных продуктов, необходимых для мониторинга растительного покрова на основе спутниковых данных дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ). Такого рода карты дают возможность оценки многолетних изменений растительных экосистем под воздействием природных и антропогенных факторов, включая деструктивные нарушения в лесных экосистемах, процессы их возобновления и сукцессионной динамики. Работы по спутниковому картографированию наземных экосистем ведутся в Институте космических исследований (ИКИ РАН) на протяжении ряда лет (Барталев и др., 2011, 2016; Егоров и др., 2018). Выполненные ранее работы позволили получить временные ряды карт растительности начиная с 2001 г., а также методы их ежегодной актуализации. В настоящее время регулярное картографирование наземных экосистем выполняется на основе разнотемпературных данных радиометра MODIS (*англ.* Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer), установленного на спутниках Terra и Aqua. В связи с ограниченным сроком службы спутниковых приборов при планировании долгосрочного и регулярного мониторинга растительности возникает вопрос переноса разработанных методов и технологий для их применения к новым спутниковым данным. Были выполнены работы по использованию данных радиометра VIIRS (*англ.* Visible Infrared Imaging Radiometer Suite) для картографирования наземных экосистем России. Данный прибор стал приемником аппарата MODIS, в частности имеет схожие характеристики при изучении растительности для наиболее информативных спектральных каналов, используемых при классификации растительного покрова (табл. 1). Схожее пространственное разрешение и высокая периодичность съёмки потенциально позволяют применять разработанные ранее методы для решения широкого круга задач мониторинга растительности на территории России.

Разработанные в ИКИ РАН алгоритмы предварительной обработки высокопериодичных данных ДЗЗ среднего пространственного разрешения были использованы для построения ежедневных, очищенных от влияния облачности изобра-

Сайгин Илья Александрович — инженер, аспирант, saigin@d902.iki.rssi.ru

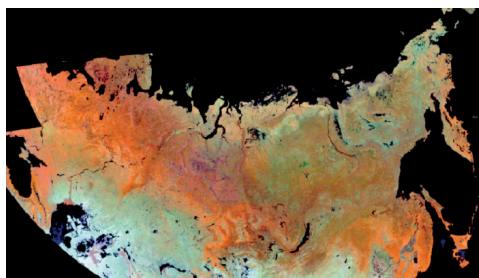
Стыценко Федор Викторович — старший научный сотрудник, кандидат технических наук

жений по данным VIIRS. Для дальнейшей классификации были использованы сезонные срезы и композитные изображения, полученные в различные периоды вегетации 2021 г., а именно:

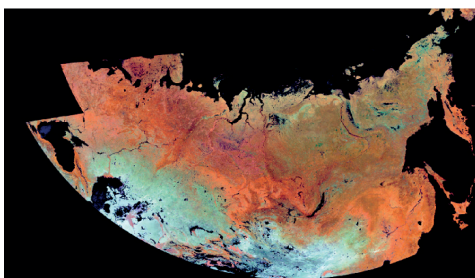
- весенний период (135-й день года);
- летний период (195-й день года);
- осенний период (255-й день года);
- зимний период с наличием снежного покрова (декабрь – апрель).

Таблица 1. Спектральные каналы приборов MODIS и VIIRS, используемые для классификации растительного покрова

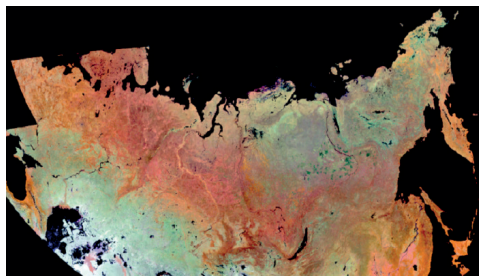
Спектральный диапазон	VIIRS			MODIS		
	Канал	Диапазон, мкм	Разрешение, м	Канал	Диапазон, мкм	Разрешение, м
Красный	I1	0,600–0,680	375	1	0,620–0,670	250
Ближний инфракрасный (ИК)	I2	0,846–0,885		2	0,841–0,876	
Средний ИК	I3	1,580–1,640		6	1,628–1,652	



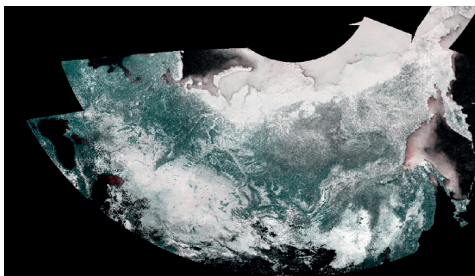
a



б



в



г

Рис. 1. Спутниковые изображения, полученные по данным VIIRS на территорию России за 2021 г.: *a* – весеннее изображение (RGB = NIR; SWIR; Red) (RGB – R – *англ.* red, красный; G – *англ.* green, зелёный; B – *англ.* blue, синий; NIR – *англ.* near infrared; SWIR – *англ.* short wave infrared); *б* – летнее изображение (RGB = NIR; SWIR; Red); *в* – осеннее изображение (RGB = NIR; SWIR; Red); *г* – зимнее изображение (RGB = Red; Red; NIR)

Использование данных, полученных в разные временные промежутки, позволяет разделять растительные классы, имеющие различные спектраль-

но-временные сигнатуры, обусловленные особенностями развития вегетации. Использование зимнего изображения с наличием снежного покрова позволяет лучше отделять лесные классы вследствие наличия снежного покрова (Барталев и др., 2016). Полученные изображения были приведены к пространственному разрешению 230 м. На рис. 1 (см. с. 142) представлены спутниковые изображения, покрывающие территорию России.

На основе полученных разносезонных изображений была выполнена классификация наземных экосистем России. Классификация выполнялась методом максимального правдоподобия с применением локально-адаптивного алгоритма LAGMA (*англ.* Locally Adaptive Global Mapping Algorithm) (Bartalev et al., 2014). Данный подход подразумевает разбиение всей территории на регулярную сеть ячеек с проведением отдельной классификации в рамках каждой из них и позволяет учитывать изменчивость классов на больших территориях. В качестве опорной выборки были использованы эталоны, полученные по данным MODIS с применением динамической актуализации выборки. Тематическое содержание результата классификации включает 25 основных классов наземных экосистем, включая девять лесных (Барталев и др., 2016). Полученная карта наземных экосистем России за 2021 г. представлена на рис. 2.



Рис. 2. Карта наземных экосистем, полученная по данным VIIRS для территории России за 2021 г.

Было выполнено сравнение полученной карты с картой 2021 года, полученной в рамках регулярного картографирования наземных экосистем на основе данных MODIS. В целом была обнаружена схожесть полученных результатов (рис. 3, см. с. 144), которая говорит о принципиальной возможности переноса методов картографирования наземных экосистем на данные прибора VIIRS.

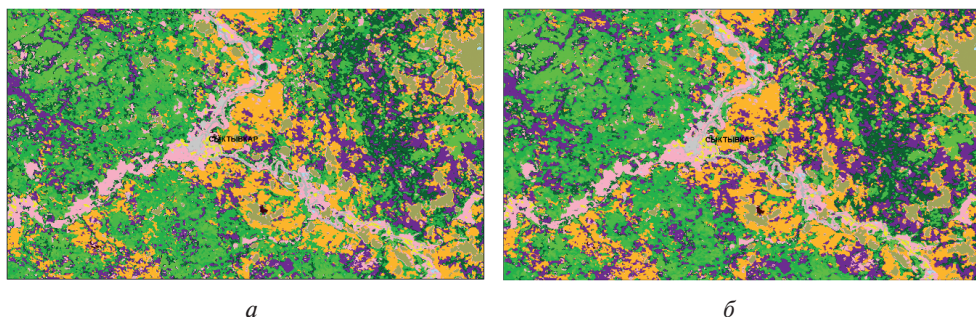


Рис. 3. Фрагменты карт наземных экосистем, полученные по данным 2021 г.: а – MODIS; б – VIIRS

Таблица 2. Матрица перепутывания основных классов растительного покрова, полученных на основе данных VIIRS и MODIS, %

VIIRS	MODIS										
	Темнохвойный лес	Светлохвойный лес	Лиственный лес	Лиственничный лес	Кустарники	Болота	Луга	Смешанный лес	Открытые грунты	Тундра	Редины
Темнохвойный лес	81	8	0	2	0	1	0	7	0	0	0
Светлохвойный лес	7	74	4	3	0	4	1	6	0	0	1
Лиственный лес	2	5	83	5	2	1	8	1	0	0	2
Лиственничный лес	3	5	4	80	8	1	1	1	0	0	11
Кустарники	0	0	0	0	74	1	0	0	0	1	2
Болота	0	1	0	0	2	85	1	0	1	1	2
Луга	0	1	3	0	0	2	86	0	2	0	1
Смешанный лес	5	5	4	2	0	0	0	85	0	0	0
Открытые грунты	0	0	0	0	1	1	1	0	87	7	1
Тундра	0	0	0	0	3	1	0	0	2	89	1
Редины	1	1	1	6	9	4	2	0	7	2	79
Сумма:	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100

Оценка покрытой лесом площади, полученная по данным MODIS и VIIRS, составила 774 и 762 млн га соответственно, расхождение равно 1,5 %. Сумма ошибок первого и второго рода для обобщенного класса покрытой лесом площади составила около 12 %. Матрица перепутывания основных классов наземных экосистем представлена в табл. 2. По отдельным классам растительности расхождение лежит в диапазоне от 10 до 20 %. Дальнейшие исследования будут направлены на поиск основных причин полученных расхождений и пути их коррекции, а также на возможность развития методов предварительной обработки и использования улучшенных композитных изображений, полученных в разные периоды вегетации.

ЛИТЕРАТУРА

- Барталев С. А., Егоров В. А., Лупян Е. А., Плотников Д. Е., Уваров И. А.* Распознавание пахотных земель на основе многолетних спутниковых данных спектрометрического радиометра MODIS и локально-адаптивной классификации // Компьютерная оптика. 2011. Т. 35. № 1. С. 103–116.
- Барталев С. А., Егоров В. А., Жарко В. О., Лупян Е. А., Плотников Д. Е., Хвостиков С. А., Шабанов Н. В.* Спутниковое картографирование растительного покрова России. М.: ИКИ РАН, 2016. 208 с.
- Егоров В. А., Барталев С. А., Колбудаев П. А., Плотников Д. Е., Хвостиков С. А.* Карта растительного покрова России, полученная по данным спутниковой системы Proba-V // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2018. Т. 15. № 2. С. 282–286.
- Bartalev S., Egorov V., Loupian E., Khvostikov S.* A new locally-adaptive classification method LAGMA for large-scale land cover mapping using remote-sensing data // Remote Sensing Letters. 2014. Vol. 5. No. 1. P. 55–64. DOI: 10.1080/2150704X.2013.870675.

BUILDING A MAP OF THE TYPES OF TERRESTRIAL ECOSYSTEMS IN RUSSIA BASED ON DATA FROM THE VIIRS RADIOMETER

I. A. Saigin, F. V. Stytsenko

Space Research Institute RAS, Moscow, Russia

Work has been carried out on the use of VIIRS radiometer data for mapping terrestrial ecosystems in Russia using the developed methods and technologies applicable according to MODIS data. A map of the types of terrestrial ecosystems for 2021 was obtained according to VIIRS data and a comparison of these maps of vegetation cover according to VIIRS and MODIS data was carried out. In general, the similarity of the obtained results was found, which indicates the fundamental possibility of transferring methods of mapping terrestrial ecosystems to the data of the VIIRS device. The estimate of the forested area obtained according to MODIS and VIIRS data was 774 and 762 million hectares, respectively, the discrepancy was 1.5 %. The sum of errors of the first and second kind for the generalized class of forested area was about 12%.

Keywords: vegetation cover, satellite data, remote sensing of the Earth, classification

Saigin Ilya Alexandrovich — engineer, postgraduate, saigin@d902.iki.rssi.ru

Stytsenko Fedor Viktorovich — senior researcher, candidate of engineering sciences

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ЭФЕМЕРИДЫ ОБЪЕКТА КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА, ВЫЧИСЛЕННОЙ С ПОМОЩЬЮ БИБЛИОТЕКИ OREKIT

Т. Н. Санникова

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Россия

Библиотека Orekit — бесплатная библиотека космической динамики, написанная на Java. Доступна также оболочка Python-wrapper, которая позволяет использовать Orekit в среде Python. С её помощью рассчитаны эфемериды реальных малоразмерных объектов различными методами, реализованными Orekit. Прогнозируемые положения объектов вычислены методом численного интегрирования с учётом различных наборов возмущающих факторов, а также в рамках задачи двух тел, модели SGP4 и полуаналитической спутниковой теории Дрейпера (DSST). Точность полученных эфемерид оценена путём сравнения вычисленных положений с наблюдёнными. Использованы наблюдательные данные для объектов космического мусора в геостационарной области, полученные в течение 2022 г. в Крымской астрофизической обсерватории на телескопе AT-64, а также данные о параметрах орбиты и отношении площади к массе, полученные для этих объектов Институтом прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН. Эфемериды хорошего качества на период от 6 до 30 дней в зависимости от отношения площади к массе космического объекта с вероятностью 70 % и более получены методами численного интегрирования и DSST, в модель возмущающих сил которых включено давление солнечного излучения. Методом SGP4 получены качественные эфемериды на 30 дней только для объектов с отношением площади к массе не более $1 \text{ м}^2/\text{кг}$ и исходными элементами орбиты: большой полуосью более 40 тыс. км, эксцентриситетом менее 0,1 и наклоном менее 10° .

Ключевые слова: космический мусор, геостационарная область, отношение площади к массе, аналитические и численные методы, эфемерида

ВВЕДЕНИЕ

Библиотека Orekit (*англ.* ORbits Extrapolation KIT) (<https://www.orekit.org/>) — бесплатная библиотека с открытым исходным кодом, написанная на языке Java. Она предоставляет базовые элементы (шкалы времени, системы отсчёта, текущее орбитальное состояние космического объекта и т. д.) и различные алгоритмы для их обработки, в том числе различные методы прогнозирования орбитального состояния.

Библиотека Orekit широко используется для разработки приложений, связанных с динамикой полёта, многими научными и промышленными организациями, например, Европейским космическим агентством (*англ.* European Space Agency — ESA), Национальным центром космических исследований Франции (*англ.* Centre National d'Études Spatiales — CNES), Исследовательской лабораторией ВМС США (*англ.* United States Naval Research Laboratory — NRL), Шведской космической корпорацией (*англ.* Swedish Space Corporation — SSC).

Доступна также оболочка Python-wrapper (<https://gitlab.orekit.org/orekit-labs/python-wrapper>), созданная SSC и предоставленная проекту Orekit в мае 2014 г., которая позволяет использовать Orekit в среде Python. Репозиторий с кодом оболочки содержит также примеры, которые позволяют освоить азы и начать работу с библиотекой.

Цель данного исследования заключается в оценке точности эфемерид, вычисленных различными методами, реализованными в библиотеке Orekit, и сравнение этих методов между собой.

Санникова Татьяна Николаевна — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, tnsannikova@crao.crimea.ru

Вычисление эфемерид малоразмерных космических объектов (КО) проведено численным интегрированием с учётом различных наборов возмущающих факторов, а также в рамках задачи двух тел, модели SGP4/SDP4 (*англ.* Simplified General Perturbations/Simplified Deep-space Perturbation) с исправлениями 2006 г. (Vallado et al., 2006) и полуаналитической спутниковой теории Дрейпера (*англ.* Draper Semianalytical Satellite Theory — DSST) (Cazabonne, Cefola, 2021; Cazabonne, Maisonobe, 2018; Cefola et al., 2013).

В качестве критерия точности эфемериды использовано угловое расстояние ($O-C$) между вычисленным и наблюденным положением. Принято, что прогноз имеет хорошее качество, если $(O-C) < 45'$ (попадание в поле зрения телескопа АТ-64 КрАО), среднее качество при $45' \leq (O-C) \leq 2,2^\circ$ (попадание в зону поиска) и плохое качество при $(O-C) > 2,2^\circ$.

Использованы наблюдения 147 малоразмерных космических объектов в геостационарной области, полученные на телескопе АТ-64 в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) в течение 2022 г. Также использованы данные о параметрах орбиты и отношении площади к массе, вычисленные для этих объектов Институтом прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН (ИПМ РАН). На рис. 1 приведено распределение КО по отношению площади к массе A/m и элементам орбиты (большой полуоси, эксцентриситету и наклону).

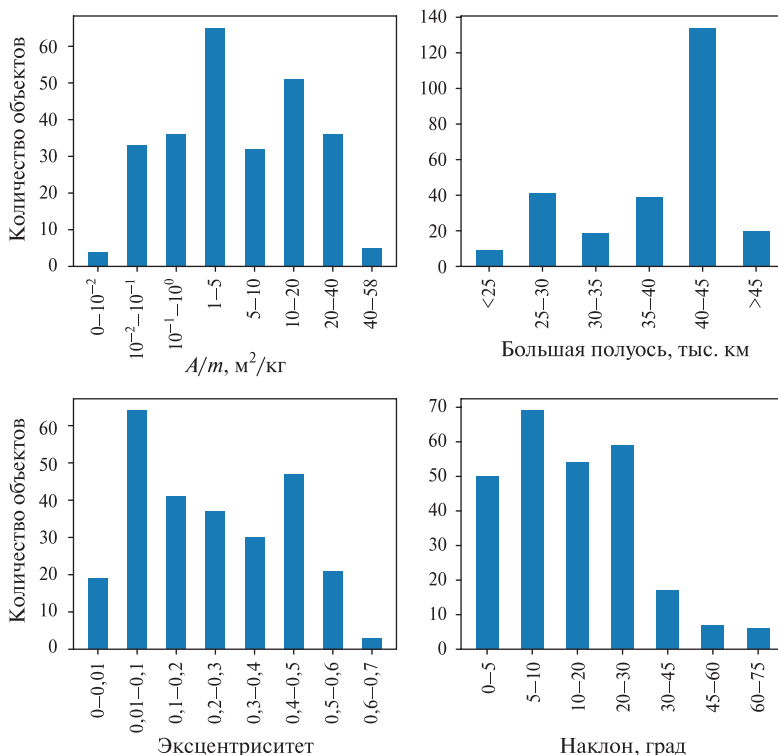


Рис. 1. Распределение каталога выбранных объектов по отношению площади к массе A/m и элементам орбиты

Для 147 объектов взяты 262 набора параметров орбиты, вычисленных ИПМ РАН на различные эпохи, и 693 сета наблюдений, которые были получены в различные моменты времени, отстоящие от эпохи элементов не более чем на 65 сут.

МЕТОДЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭФЕМЕРИД

Алгоритм получения эфемериды средствами библиотеки Orekit:

- указать инерциальную систему отсчёта, в которой определено начальное состояние КО;
- задать начальное орбитальное состояние КО, например, прямоугольными координатами, кеплеровыми или равноденственными элементами;
- построить распространитель. В случае аналитического метода используется простой конструктор. При численном и полуаналитическом методах необходимо настроить параметры конфигурации (шаг интегрирования и т. п.), а также задать модель возмущающих сил;
- вычислить положения объектов на заданные моменты времени.

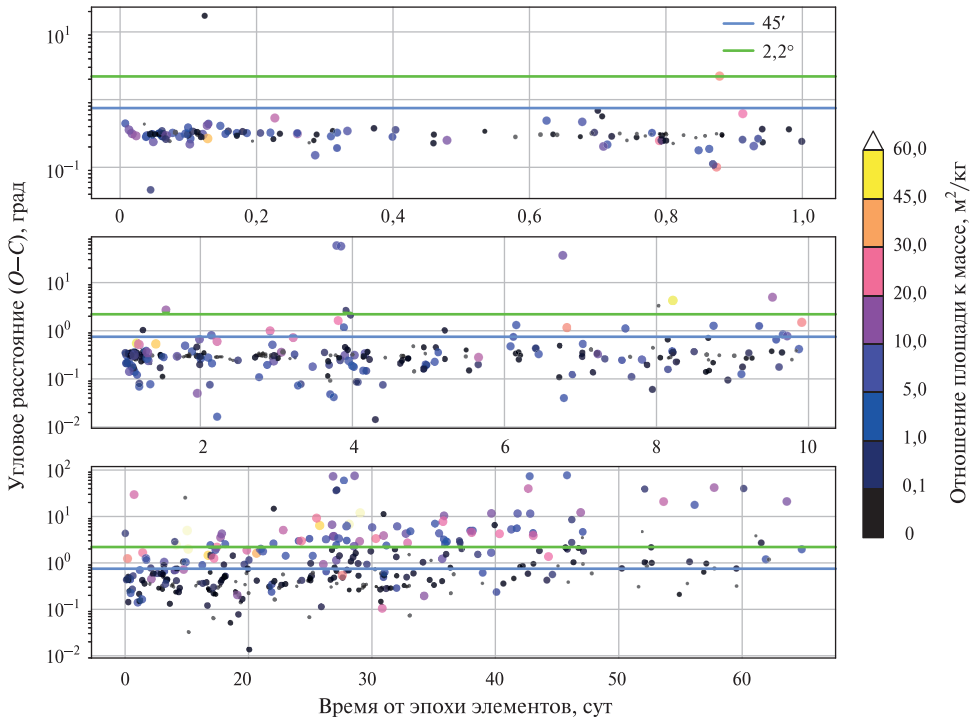


Рис. 2. Распределение углового расстояния между наблюдаемыми и вычисленными положениями ($O-C$) в зависимости от возраста элементов в случае эфемерид, полученных методом численного интегрирования (маркер p)

В нашем случае начальное состояние КО задавалось классическими кеплеровыми элементами в квазиинерциальной геоцентрической системе координат истинного экватора и среднего равноденствия (*англ.* True Equator Mean Equinox frame — TEME), что наилучшим образом соответствовало орбитальным данным каталога ИПМ РАН.

В табл. 1 перечислены методы распространения орбитальных состояний с указанием обозначения (столбец «Маркер»), которое для краткости используется далее по тексту и в иллюстрациях. Метод с маркером *tb* реализует движение в рамках задачи двух тел (KeplerianPropagator). Маркер *sgp4* соответствует эфемериде, полученной с помощью модели SGP4 (TLEPropagator.selectExtrapolator(tleState)), которая применяется для распространения двухстрочных элементов TLE (*англ.*

two-line element set). При этом можно задать начальное состояние объекта непосредственно двумя строками в формате TLE (tleState=TLE(line1, line2)). Но поскольку в качестве исходных данных использованы оскулирующие элементы, то TLE-элементы генерировались по начальной орбите, заданной классическими кеплеровыми элементами (tleState=TLE.stateToTLE), с помощью алгоритма подбора методом наименьших квадратов, реализованного Orekit.

Таблица 1. Методы вычисления эфемерид с указанием модели возмущающих сил и времени выполнения всего объёма вычислений

Маркер	Метод	Модель учитываемых сил	Время выполнения
<i>tb</i>	Аналитическая модель двух тел	Движение в центральном поле притяжения	51 с
<i>sgp4</i>	Аналитическая модель SGP4	Зональные гармоники J2, J3, J4, притяжение Солнца и Луны, обработка проблемы 12 ч/24 ч орбитального резонанса, сопротивление атмосферы	49 с
<i>d4</i>	Полуаналитическая спутниковая теория Дрейпера	Гравитационное поле Земли с учётом зональных и тессеральных гармоник геопотенциала до 4-го порядка включительно, притяжение Солнца, Луны и Юпитера, сопротивление атмосферы, световое давление	19 мин 44 с
<i>d15</i>	Полуаналитическая спутниковая теория Дрейпера	Гравитационное поле Земли с учётом зональных и тессеральных гармоник геопотенциала до 15-го порядка включительно, притяжение Солнца, Луны и Юпитера, сопротивление атмосферы, световое давление	4 мин 31 с
<i>d30</i>	Полуаналитическая спутниковая теория Дрейпера	Гравитационное поле Земли с учётом зональных и тессеральных гармоник геопотенциала до 30-го порядка включительно, притяжение Солнца, Луны и Юпитера, сопротивление атмосферы, световое давление	2 ч 1 мин 16 с
<i>g</i>	Численное интегрирование	Гравитационное поле Земли с учётом гармоник геопотенциала до 15-го порядка и степени включительно, притяжение Солнца и Луны	9 мин 52 с
<i>gs</i>	Численное интегрирование	Гравитационное поле Земли с учётом гармоник геопотенциала до 20-го порядка и степени включительно, притяжение Солнца, Луны и Юпитера, световое давление	30 мин 14 с
<i>gsa</i>	Численное интегрирование	Гравитационное поле Земли с учётом гармоник геопотенциала до 20-го порядка и степени включительно, притяжение Солнца, Луны и Юпитера, сопротивление атмосферы, световое давление	34 мин 40 с
<i>p</i>	Численное интегрирование	Гравитационное поле Земли с учётом гармоник геопотенциала до 30-го порядка и степени включительно, притяжение Солнца, Луны и Юпитера, приливы в теле Земли от Луны и Солнца, сопротивление атмосферы, световое давление, релятивистские эффекты	1 ч 6 мин 17 с

Распространение методом полуаналитической спутниковой теории Дрейпера (DSSTPropagator) выполнено в трёх вариантах модели сил (маркеры *d4*, *d15* и *d30*).

Для вычисления эфемериды путём численного интегрирования использован интегратор Дормана – Принса (DormandPrince853Integrator) (Hairer et al., 1993), и реализованы четыре модели возмущающих сил (маркеры g , gs , gsa и p). Световое давление учтено в предположении сферической формы тела, т. е. отношение площади к массе A/m принято постоянным. Во всех случаях учёта сопротивления атмосферы применён расчёт плотности согласно модели Харриса – Пристера (Harris, Priester, 1962; Montenbruck, Gill, 2000). Релятивистские эффекты учтены путём добавления постаньютоновских поправок, обусловленных общей теорией относительности, включая эффекты де Ситтера и Лензе-Тирринга (<https://www.orekit.org/static/apidocs/org/orekit/forces/gravity/Relativity.html>) (Montenbruck, Gill, 2000).

Положения объектов определены на моменты времени их наблюдений, далее найдены угловые расстояния между наблюденными и вычисленными положениями ($O-C$).

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показано распределение углового расстояния ($O-C$) между наблюденными и вычисленными методом p положениями в зависимости от возраста элементов (т. е. времени между эпохой элементов и моментом наблюдения). Каждый маркер соответствует одному из 693 сетов наблюдений. Цвет и размер маркеров указывают на величину отношения площади к массе A/m . Ниже синей линии расположены случаи с хорошим качеством эфемериды, между синей и зелёной линиями — случаи со средним качеством и выше зелёной линии — случаи с ($O-C$), превышающим $2,2^\circ$. Видим, что с ростом возраста элементов качество эфемериды ухудшается, особенно для объектов с большими значениями A/m .

Для каждого метода вычисления эфемериды построены подобные точечные диаграммы. Далее сетки разделены по отношению площади к массе на три выборки: $A/m \leq 1 \text{ м}^2/\text{кг}$, $1 < A/m \leq 10 \text{ м}^2/\text{кг}$ и $A/m > 10 \text{ м}^2/\text{кг}$. Для каждой выборки для заданных диапазонов возраста элементов проведён подсчёт случаев с хорошим, средним и плохим качеством. Результаты вычислений отражены на графиках зависимости количества случаев (в процентном соотношении от общего количества сетов в указанном диапазоне возраста элементов) от возраста элементов для всех методов, позволяющих сравнить их эффективность между собой (рис. 3–5). На верхних панелях рисунков отображены случаи только с хорошим качеством, а на нижних — суммарно с хорошим и средним качеством.

Рисунок 3 относится к объектам с A/m не более $1 \text{ м}^2/\text{кг}$. Видим, что большинство методов дают прогноз хорошего качества сроком до 1 мес от эпохи элементов орбиты в более чем 90 % случаев. Эфемериды, вычисленные в рамках задачи двух тел, быстро теряют в качестве, чуть лучше результат для модели SGP4.

Аналогичные графики при A/m от 1 до $10 \text{ м}^2/\text{кг}$ показаны на рис. 4. Видим, что методы с маркерами p , gs , gsa и $d4$, $d15$, $d30$ демонстрируют вероятность получить эфемериду хорошего качества на 10–15 дней в 80 % случаев.

При A/m более $10 \text{ м}^2/\text{кг}$ те же методы позволили получить качественную эфемериду с вероятностью более 70 % только на 6–8 дней (см. рис. 5). В зоне поиска объект можно обнаружить в течение двух недель с вероятностью 80 % и более.

Анализируя сравнительные графики при всех отношениях площади к массе можно заключить, что p , gsa и gs дают одинаковые результаты, а методы $d4$, $d15$ и $d30$ отличаются незначительно. При этом результаты для метода gsa полностью совпадают с методом gs , поскольку отобранные объекты имеют высокий перигей (минимальное перигейное расстояние 1446 км), влияние атмосферы на коротких временах оказалось незначительным.

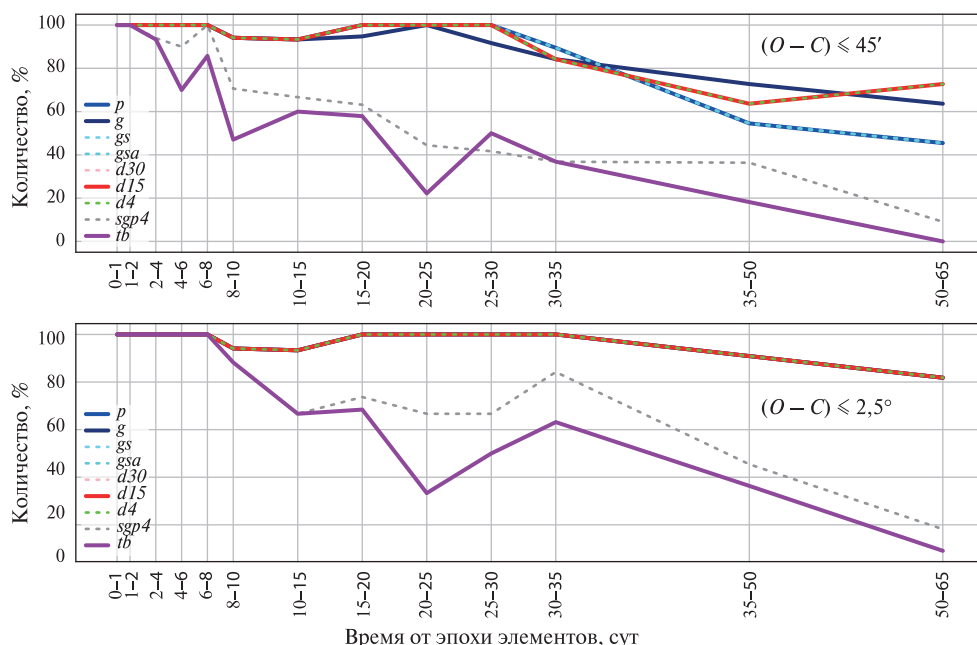


Рис. 3. Зависимости количества случаев с хорошим качеством эфемериды (верхняя панель) и суммарно с хорошим и средним качеством (нижняя панель) от возраста элементов для всех методов при $A/m \leq 1 \text{ м}^2/\text{кг}$

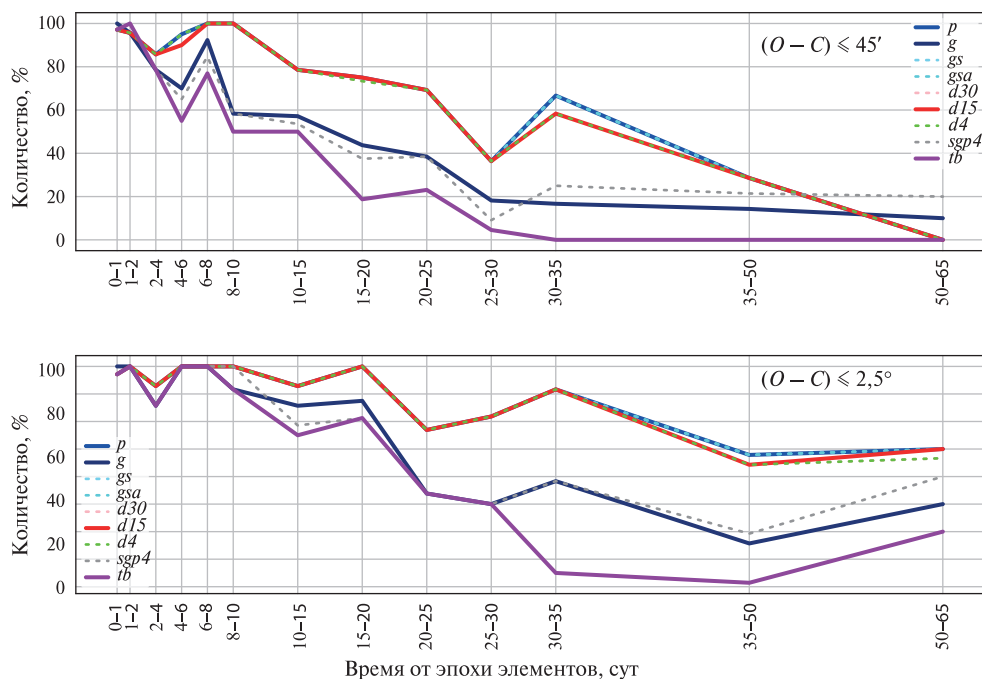


Рис. 4. Зависимости количества случаев с хорошим качеством эфемериды (верхняя панель) и суммарно с хорошим и средним качеством (нижняя панель) от возраста элементов для всех методов при $1 < A/m \leq 10 \text{ м}^2/\text{кг}$

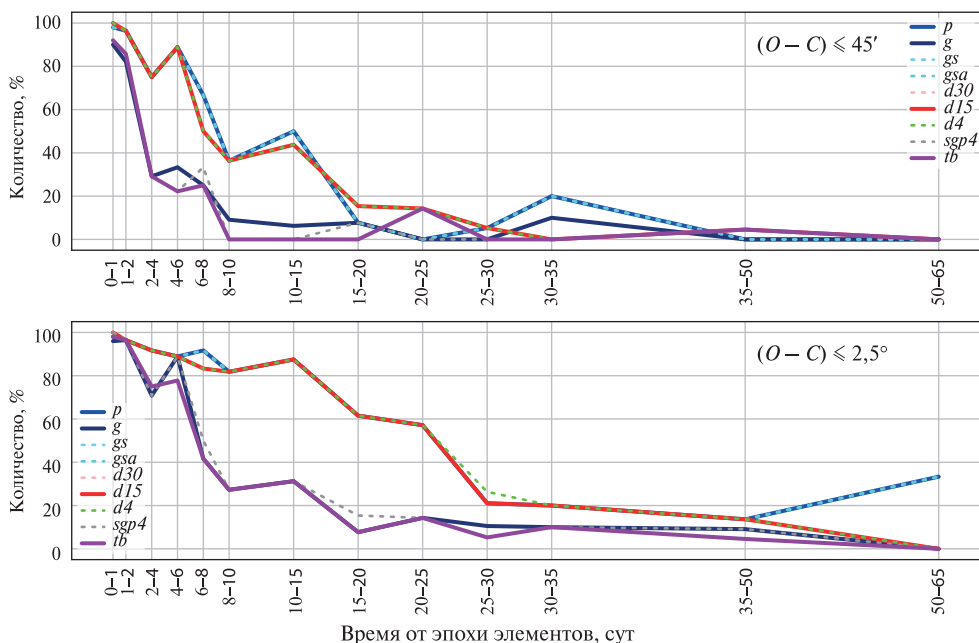


Рис. 5. Зависимости количества случаев с хорошим качеством эфемериды (верхняя панель) и суммарно с хорошим и средним качеством (нижняя панель) от возраста элементов для всех методов при $A/m > 10 \text{ м}^2/\text{кг}$

Сравним методы по времени выполнения. В табл. 1 приведено время вычисления эфемеридных положений для всех КО на моменты наблюдения всех 693 сетов. Видно, что аналитические методы работают очень быстро. Так, для выполнения всего объёма вычислений методу $sgp4$ с генерацией двустрочных элементов по кеплеровой орбите потребовалось всего 49 с. Но как показал анализ зависимости эффективности методов от исходных орбитальных параметров, метод $sgp4$ даёт эфемериду хорошего качества в течение 30 дней только для объектов с $A/m \leq 1 \text{ м}^2/\text{кг}$ и следующими элементами орбиты: большой полуосью более 40 тыс. км, эксцентриситетом менее 0,1 и наклоном менее 10° .

Таким образом, по качеству наиболее эффективны численное интегрирование и полуаналитическая спутниковая теория Дрейпера, учитывающие возмущения от светового давления. При этом методы p , gs , gsa и $d4$, $d15$, $d30$ дают почти одинаковые результаты. По времени выполнения же из численных моделей наиболее быстрой оказалась с маркером gs (30 мин 14 с), а из полуаналитических — $d4$ (19 мин 44 с).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнительный анализ по 693 наблюдательным сетам объектов космического мусора в геостационарной области показал наилучшее качество эфемериды, полученной методами численного интегрирования и полуаналитической спутниковой теории Дрейпера, в модель возмущающих сил которых включено световое давление.

При любом отношении площади к массе методы p , gsa и gs , а также $d4$, $d15$ и $d30$ дали примерно одинаковые результаты. По вероятности получить эфемери-

ду хорошего качества численный и полуаналитический методы отличаются друг от друга незначительно.

При $A/m \leq 1 \text{ м}^2/\text{кг}$ оба метода выдали эфемериду хорошего качества на 30 дней в более чем 90 % случаев, при A/m от 1 до $10 \text{ м}^2/\text{кг}$ — на 10–15 дней в ~80 % случаев, при $A/m > 10 \text{ м}^2/\text{кг}$ — на 6–8 дней в ~70 % случаев.

Метод *sgp4* с генерацией двустрочных элементов по кеплеровой орбите работает очень быстро, но хорошее качество эфемериды на 30 дней даёт только для объектов с $A/m \leq 1 \text{ м}^2/\text{кг}$ и такими элементами орбиты: большой полуосью более 40 тыс. км, эксцентриситетом менее 0,1 и наклоном менее 10° .

Автор благодарит Василия Владимировича Румянцева, старшего научного сотрудника КраО, за предоставленные данные о малоразмерных космических объектах.

Работа выполнена за средства государственного задания, тема № 22022400207-0.

ЛИТЕРАТУРА

- Cazabonne B., Cefola P.* Towards accurate orbit determination using semi-analytical satellite theory // Proc. 31st AAS/AIAA Space Flight Mechanics Meeting. 2021. Article AAS 21-309.
- Cazabonne B., Maisonobe L.* Open source orbit determination with semi-analytical theory // 7th ICATT Conf. 2018.
- Cefola P.J., Bentley B., Maisonobe L., Parraud P., Di-Costanzo R., Folcik Z.J.* Verification of the Orekit Java implementation of the draper semi-analytical satellite theory // Proc. 23rd AAS/AIAA Spaceflight Mechanics Meeting. 2013. Article AAS 13-398.
- Hairer E., Norsett S., Wanner G.* Solving ordinary differential equations I: Nonstiff problems. 2nd ed. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1993. DOI: 10.1007/978-3-540-78862-1.
- Harris I., Priestler W.* Time-Dependent Structure of the Upper Atmosphere // J. Atmospheric Sciences. 1962. V. 19. No. 4. P. 286–301. DOI: 10.1175/1520-0469(1962)019<0286:TDSOTU>2.0.CO;2.
- Montenbruck O., Gill E.* Satellite orbits: models, methods, and applications. Berlin; N. Y.: Springer, 2000. DOI: 10.1007/978-3-642-58351-3.
- Vallado D., Crawford P., Hujak R., Kelso T.S.* Revisiting Spacetrack Report No. 3: Rev. 3 // Proc. AIAA Astrodynamics Specialist Conf. 2006. Article AIAA 2006-6753-Rev3.

ESTIMATING THE ACCURACY OF THE EPHEMERIS OF A SPACE DEBRIS OBJECT, CALCULATED USING THE OREKIT LIBRARY

T. N. Sannikova

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia

Orekit is a free low-level space dynamics library written in Java. We used the Orekit python wrapper enables to use Orekit within a Python environment to calculate the ephemeris of space debris objects. Ephemeris of real small objects calculated by numerical integration, taking into account various sets of perturbing factors, as well as within the framework of the two-body problem, the SGP4 model and the Draper semi-analytical satellite theory (DSST). The accuracy of the obtained ephemeris estimated by comparing the calculated positions with the observed ones. We used observation data of space debris objects in the geostationary region obtained during 2022 at the Crimean Astrophysical Observatory on the AT-64 telescope. We also used data on orbital parameters and area-to-mass ratios obtained for these objects at the Keldysh Institute of Applied Mathematics of the Russian Academy of Sciences. Numerical integration and DSST methods, which include solar

radiation pressure in the perturbing force model, gave a 70 % or greater probability of obtaining good quality ephemeris from 6 to 30 days, depending on the area-to-mass ratio of the space object. Using the SGP4 method, high-quality 30-days ephemerides obtained only for objects with an area-to-mass ratio of no more than $1 \text{ m}^2/\text{kg}$ and initial orbital elements: a semi-major axis of more than 40 Мm, an eccentricity of less than 0.1, and an inclination of less than 10° .

Keywords: space debris, geostationary region, area-to-mass ratio, analytical and numerical methods, ephemeris

Sannikova Tatiana Nikolaevna — researcher, candidate of physical and mathematical sciences, tnsannikova@craocrimea.ru

ИНТЕРАКТИВНЫЙ СЕРВИС ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ

М. Е. Сапралиев, О. Н. Михальев, Б. Б. Михальев, Л. Н. Харлдаев

Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова, Элиста, Россия

Актуальной задачей современной солнечной физики является прогноз геоэффективных явлений, к которым относят быстрый солнечный ветер, вспышки и выбросы корональной плазмы, вызывающие возмущения геомагнитного поля в околоземном космическом пространстве. Некоторые из этих возмущений хорошо известны как магнитные бури. Цель проекта Sun Gazers состоит в создании базы данных, трёхмерной визуализации и прогноза описанных выше событий. Данная база позволит сопоставлять начальные и граничные условия для МГД-моделирования.

Ключевые слова: геоэффективные явления, солнечный ветер, корональные дыры, линии коронального магнитного поля, 3D-визуализация, база данных

Основная цель проекта — создание сайта по прогнозированию геоэффективных явлений, таких как быстрый солнечный ветер и корональные выбросы массы. Существующие различные космические агентства и организации, специализирующиеся в прогнозе космической погоды, также имеют свои собственные сайты и сервисы. Например, проект Кисловодской горной астрономической станции Главной (Пулковской) астрономической обсерватории РАН (ГАС) Observe the Sun реализовал 3D-интерактивную визуализацию различных солнечных событий, включая корональные дыры. Однако в их модели отсутствуют линии коронального магнитного поля, учитываемые в магнитогидродинамическом (МГД) моделировании. Большинство остальных публикаций — это преимущественно 2D-изображения Солнца. В то же время примечательная карта магнитного поля на фотосфере с изображениями линий коронального магнитного поля и контурами корональных дыр доступна на сайте Кисловодской ГАС. Демонстрации корональных дыр реализованы на множестве сайтов, например, на сайте солнечной и астрофизической лаборатории Lockheed Martin в Пало-Альто (Калифорния, США) (*англ.* Lockheed Martin Solar and Astrophysics Laboratory). Визуализация линий коронального магнитного поля доступна на сайте проекта GONG (*англ.* Global Oscillation Network Group).

Реализовать наш проект позволило наличие перечисленных солнечных данных в открытом доступе. Исходные данные для корональных дыр и линий коронального магнитного поля — ежедневные фотосферные карты магнитного поля Кисловодской ГАС. Дополнительно данные по корональным дырам, а именно координаты в системе HGC (*англ.* Heliographic Carrington) граничных точек и время жизни загружаются из базы НЕК (*англ.* Heliophysics Events Knowledgebase). Эти данные получены обработкой изображений Солнца в крайнем ультрафиолетовой диапазоне (171, 195Å) алгоритмом SPoCA (*англ.* Spatial Possibilistic Clustering Algorithm) (Verbeeck et al., 2014).

Для построения линий коронального магнитного поля используется простая, но эффективная модель поверхности источника потенциального поля (*англ.* potential field-source surface — PFSS). Чтобы отразить структуру поля в модели, можно предположить, что электрические токи в короне не оказывают существен-

Сапралиев Михаил Евгеньевич — младший научный сотрудник, m.sapraliev@kalmsu.ru

Михальев Олег Николаевич — младший научный сотрудник, o.mikhalyaev@mail.ru

Михальев Бадма Борисович — научный сотрудник, доктор физико-математических наук, bbmikh@mail.ru

Харлдаев Лиджи Николаевич — младший научный сотрудник, kharldaev@mail.ru

ного влияния на глобальную структуру поля. Модель PFSS была первоначально разработана К. Х. Шаттенем, Дж. М. Уилкоксом и Н. Ф. Нессом (Schatten et al., 1969) и М. Д. Альтшулером и Г. Ньюкирком (Altschuler, Newkirk, 1969) и доработана Дж. Т. Хоксемой (Hoeksema, 1984) и Й. М. Вангом с Н. Р. Шили-мл. (Wang, Sheeley, 1992). Модель PFSS даёт разумную оценку структуры коронального поля, поскольку большую часть времени корональное поле находится в состоянии без максвелловских напряжений. В активных областях наблюдается скручивание и сдвиг, а солнечный ветер создаёт силы инерции на стримеры, но игнорирование этих эффектов не приводит к фатальному подрыву модели, и на практике модель PFSS хорошо сравнивается с МГД-моделями (Neugebaue et al., 1998; Riley et al., 2006). Пример линий коронального магнитного поля приведён на рис. 1.

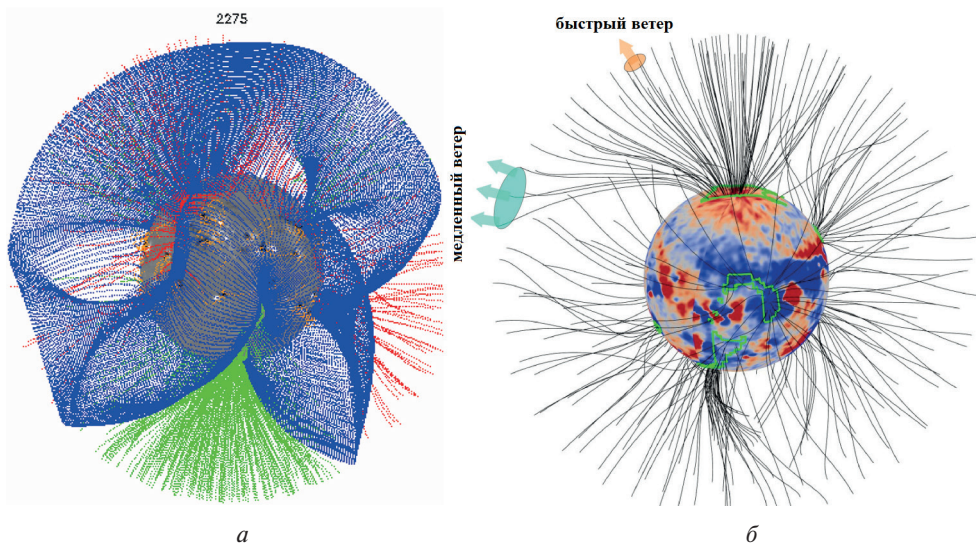


Рис. 1. Линии коронального магнитного поля, построенные с помощью модели PFSS: *а* — 2D-изображение проекта GONG; *б* — пример из статьи И. Березина и А. Тлатова (Berezin, Tlatov, 2022)

Данные нижней границы для моделей PFSS предоставлены полнодисковыми фотосферными магнитограммами с солнечного телескопа оперативных прогнозов (телескоп-магнитограф Кисловодской ГАС СТОП 3) Пример визуализации данных, получаемых с телескопа, приведён на рис. 2. Модель PFSS включает в себя на своей верхней границе поверхность источника электрического тока, где силовые линии поля вынуждены быть радиальными. Это моделирует влияние поля на исходящий солнечный ветер. Альтшулер и Ньюкирк (Altschuler, Newkirk, 1969) на основе фотографии затмения 1966 г. вывели, что радиус поверхности источника составляет приблизительно 2,5 солнечных радиуса. Хоксема (Hoeksema, 1984) сравнил наблюдаемое межпланетное магнитное поле с прогнозами, основанными на моделях PFSS для различных интервалов 21-го солнечного цикла, и нашёл аналогичные оптимальные значения для радиуса поверхности источника — $2,5 \pm 0,25$ радиуса солнца. С. О. Ли с коллегами (Lee et al., 2011) и У. М. Арден с коллегами (Arden, 2014) на основе сравнений межпланетного магнитного поля утверждают, что радиус поверхности источника изменчив, так что его высота должна быть ниже во время минимумов солнечной активности, чем во время максимумов.

Описанная модель реализована в алгоритме pfsspy (Stansby et al., 2020), который запускается на сервере лаборатории по расписанию. При обнаружении новой фотосферной карты магнитного поля вычисляются координаты точек, образующие линии коронального магнитного поля. Оттуда выбираются открытые магнитные линии. Из них уже извлекаются концы, лежащие на фотосфере. Полученный набор точек кластеризируется с помощью машинного обучения (*англ.* scikit-learn), и для каждого кластера находится контур методами машинного зрения (*англ.* scikit-image). Координаты этих контуров записываются в базу данных.

Схематичное изображение базы данных можно увидеть на рис. 3.

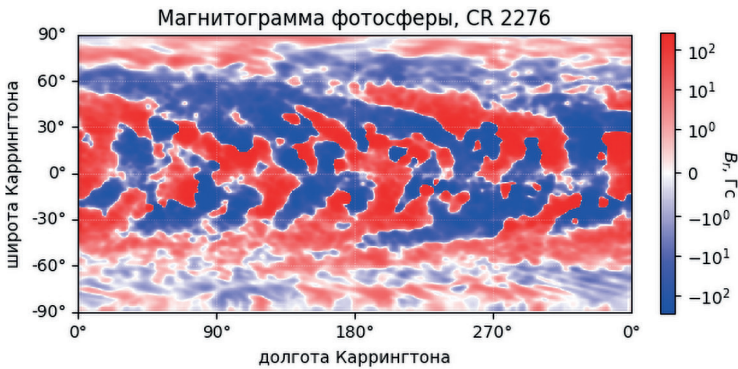


Рис. 2. Фотосферная магнитограмма. Керрингтоновское вращение 2276. Увеличена контрастность методом выравнивания гистограмм

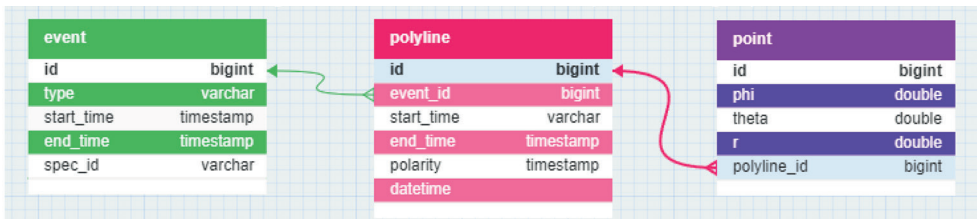


Рис. 3. Таблицы в базе Sun Gazers

Свободный доступ к базе открыт по точке доступа (api) по адресу [https://sw.kalmsu.ru:8000/api/v1/\[type\]/\[year\]/\[month\]/\[day\]](https://sw.kalmsu.ru:8000/api/v1/[type]/[year]/[month]/[day]). Параметры в скобках, в их числе type, могут принимать значения: CH (*англ.* coronal holes) — корональные дыры, PML (*англ.* PFSS Magnetic Lines) — линии коронального магнитного поля, остальные значения — искомая дата в формате год/месяц/день. Ответ выдаётся в формате JSON (*англ.* JavaScript Object Notation). Основной функционал веб-сервера можно описать тремя функциями: выдачи данных из базы по динамическим запросам, внесения данных по корональным дырам, расчёта и внесения данных по линиям коронального магнитного поля. В запросах реализован фильтр по типу и дате события.

Была создана база данных корональных дыр и линий коронального магнитного поля, интерактивная трёхмерная модель опубликована на сайте лаборатории <https://sw.kalmsu.ru/Sun-Gazers/>. База данных корональных дыр и линий коронального магнитного поля позволяет фильтровать данные по запросу, интерактивная трёхмерная модель опубликована на сайте лаборатории. Примеры изображений, полученных с сайта лаборатории, приведены на рис. 4, 5.

Данные, хранящиеся в базе, позволяют рассчитывать характеристики солнечного ветра и коронального выброса массы для постановки начальных условий в МГД-моделировании с дальнейшим прогнозированием воздействия на землю.

На первом этапе проекта реализована часть данных, касающихся корональных дыр. На следующем этапе планируется создание базы данных эруптивных протуберанцев, получаемых с помощью солнечного патрульного телескопа Кисловодской ГАС.

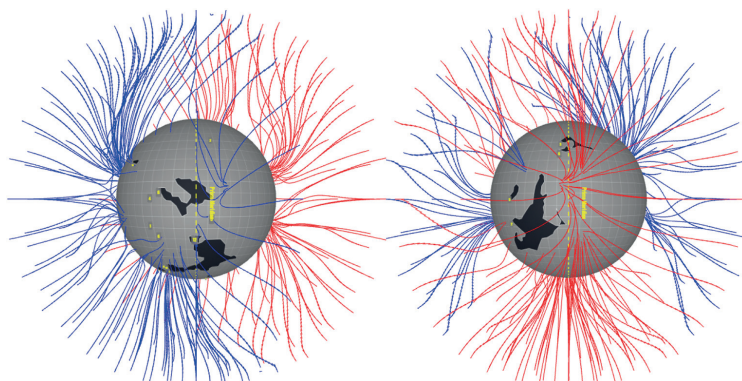


Рис. 4. Корональные дыры, выделенные алгоритмом SPoCA и линии коронального магнитного поля. Изображение Sun Gazers

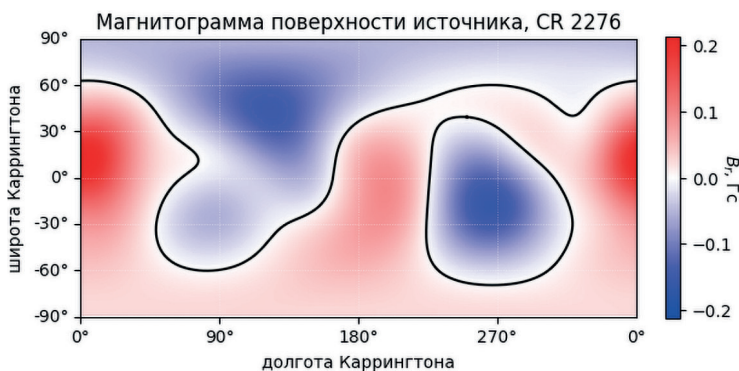


Рис. 5. Магнитограмма поверхности источника. Керингтоновское вращение 2276. Изображение Sun Gazers

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-03-2024-113) «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе погоды по данным наземных наблюдений».

ЛИТЕРАТУРА

Altschuler M. D., Newkirk G. Magnetic fields and the structure of the solar corona. I: Methods of calculating coronal fields // Solar Physics. 1969. V. 9, Iss. 1. P. 131–149. <https://doi.org/10.1007/BF00145734>.

- Arden W.M., Norton A.A., Sun X. A “breathing” source surface for cycles 23 and 24 // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2014. V. 119. Iss. 3. P. 1476–1485. <https://doi.org/10.1002/2013JA019464>.
- Berezin I., Tlatov A. Coronal field geometry and solar wind speed // *Universe*. 2022. V. 8(12). Article 646. <https://doi.org/10.3390/universe8120646>.
- Hoeksema J. T. Structure and evolution of the large scale solar and heliospheric magnetic fields: PhD Thesis // *Dissertation Abstr. Intern.* 1984. V. 45-06. Section B. Article 1811. <https://adsabs.harvard.edu/abs/1984PhDT.....5H>.
- Lee C. O., Luhmann J. G., Hoeksema J. T. et al. Coronal field opens at lower height during the solar cycles 22 and 23 minimum periods: IMF comparison suggests the source surface should be lowered // *Solar Physics*. 2011. V. 269. Iss. 2. P. 367–388. <https://doi.org/10.1007/s11207-010-9699-9>.
- Neugebauer M., Forsyth R. J., Galvin A. B. et al. Spatial structure of the solar wind and comparisons with solar data and models // *J. Geophysical Research*. 1998. V. 103. Iss. A7. P. 14587–14600. <https://doi.org/10.1029/98JA00798>.
- Riley P., Linker J. A., Mikić Z. et al. A comparison between global solar magnetohydrodynamic and potential field source surface model results // *The Astrophysical J.* 2006. V. 653. No. 2. P. 1510–1516. <https://doi.org/10.1086/508565>.
- Schatten K. H., Wilcox J. M., Ness N. F. A model of interplanetary and coronal magnetic fields // *Solar Physics*. 1969. V. 6. Iss. 3. P. 442–455. <https://doi.org/10.1007/BF00146478>.
- Stansby D., Yeates A., Badman S. T. pfsspy: A Python package for potential field source surface modeling // *J. Open Source Software*. 2020. V. 5(54). Article 2732. <https://doi.org/10.21105/joss.02732>.
- Verbeek C., Delouille V., Mampaey B., De Visscher R. The SPoCA-suite: Software for extraction, characterization, and tracking of active regions and coronal holes on EUV images // *Astronomy and Astrophysics*. 2014. V. 561. Iss. A29. 16 p. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321243>.
- Wang Y.M., Sheeley N.R., Jr. On potential field models of the solar corona // *Astrophysical J.* 1992. V. 392. Article. 310. <https://doi.org/10.1086/171430>.

INTERACTIVE SERVICE OF GEOEFFECTIVE PHENOMENA

M. E. Sapraliev, O. N. Mikhalyaev, B. B. Mikhalyaev, L. N. Kharldaev

Kalmyk State University named after B. B. Gorodovikov, Elista, Russia

An actual task of modern solar physics is the prediction of geoeffective phenomena, which include the fast solar wind, flares, and coronal plasma ejections that cause perturbations of the geomagnetic field in near-Earth space. Some of these disturbances are well known as magnetic storms. The goal of the Sun Gazers project is to create a database, three-dimensional visualization and forecast of the events described above. This database will allow comparison of initial and boundary conditions for MHD modeling.

Keywords: geoeffective phenomena, solar wind, coronal holes, coronal magnetic field lines, 3D visualization, database

Sapraliev Mikhail Evgenyevich — junior researcher, m.sapraliev@kalmsu.ru

Mikhalyaev Oleg Nikolaevich — junior researcher, o.mikhalyaev@mail.ru

Mikhalyaev Badma Borisovich — researcher, doctor of physical and mathematical sciences, bbmikh@mail.ru

Kharldaev Lidji Nikolaevich — junior researcher, kharldaev@mail.ru

О ВЛИЯНИИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ДЕФОРМАЦИЮ РАДИОИМПУЛЬСОВ ГИГАгерцевого ДИАПАЗОНА НА МЕЖПЛАНЕТНОЙ ТРАССЕ

Ю. С. Худышев

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

Приведены результаты анализа характера и особенностей искажений радиоимпульсов гигагерцевого диапазона с различными начальными характеристиками при распространении по межпланетной трассе Земля – Солнце. Оценено возможное влияние электронной концентрации мелкомасштабных неоднородностей солнечного ветра на интегральную электронную концентрацию трассы и фазовый набег частотных гармоник на ней. Показано, что при распространении в «медленном» солнечном ветре флуктуации электронной концентрации незначительно влияют на деформацию рассматриваемых радиоимпульсов. Рассмотрена деформация радиоимпульсов на трассах, характерных для расстояний от Земли до Венеры, Меркурия и Солнца в периоды разной солнечной активности.

Ключевые слова: солнечный ветер, межпланетная трасса, электронная концентрация, фазовый набег, гигагерцевый радиоимпульс, дисперсионные искажения

ВВЕДЕНИЕ

Турбулентные потоки ионизированного газа (солнечный ветер), распространяются со значительной скоростью примерно в радиальных направлениях от Солнца, заполняя Солнечную систему, и содержат неоднородности электронной концентрации с размерами в сотни и тысячи километров.

Наиболее вероятное влияние на распространение радиоимпульсов по межпланетной трассе оказывает «медленный» солнечный ветер, который порождается так называемой «спокойной» частью солнечной короны при её расширении в околосолнечное пространство и распространяется со скоростью примерно 300–400 км/с. При этом, согласно экспериментальным данным, скорость медленного солнечного ветра вблизи Солнца на расстоянии 2–5 солнечных радиусов составляет примерно 50 км/с, после чего с увеличением расстояния от Солнца резко увеличивается в 6–8 раз и при расстояниях более 30 солнечных радиусов уже практически не изменяется, так что её можно считать постоянной.

Прохождение электромагнитных импульсов по межпланетной трассе может сопровождаться их значительными искажениями, обусловленными частотной дисперсией в плазменной среде. Флуктуации электронной концентрации в неоднородностях солнечного ветра могут приводить к изменению фазового набега электромагнитной волны относительно средних значений, поэтому вопрос учёта влияния неоднородностей на деформацию радиоимпульсов, распространяющихся по межпланетной трассе, является актуальным.

Цель работы — рассмотреть особенности деформации радиоимпульсов гигагерцевого диапазона при распространении по межпланетной трассе Земля – Солнце в условиях медленного солнечного ветра и оценить влияние на неё возможных неоднородностей электронной концентрации.

ЭЛЕКТРОННАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ НА ТРАССЕ

Выражение для зависимости электронной концентрации от расстояния до Солнца найдём, используя утверждение о постоянстве интегрального потока плазмы (Яковлев, 2019; Parker, 1958).

$$N_e(r)V_e(r)r^2 = N_0V_0a^2, \quad (1)$$

где r — расстояние в радиальном направлении от Солнца, выраженное в радиусах Солнца (R_S), $r > 3R_S$; $N_e(r)$ и $V_e(r)$ — электронная концентрация (в см^{-3}) и скорость солнечного ветра (в км/с) на расстоянии r от Солнца; N_0 и V_0 — электронная концентрация и скорость солнечного ветра вблизи Земли; $a = 215R_S$ — расстояние от Солнца до Земли, $R_S \approx 7 \cdot 10^5$ км.

С учётом $V_e(r) = V_0$, электронная концентрация на расстоянии r от Солнца

$$N_e(r) = N_0 a^2 / r^2. \quad (2)$$

Для учёта изменения скорости солнечного ветра вблизи Солнца воспользуемся аппроксимационной формулой, предложенной как результат обработки данных космических аппаратов с 1976 по 2011 г. (Яковлев, 2019). Соответствующее выражение для электронной концентрации имеет вид:

$$N_e(r) = \frac{N_0 a^2}{r^2} \{1 + \exp[\beta(r_0 - r)]\}, \quad (3)$$

здесь $\beta = 0,2/R_S$ и $r_0 = 13,7R_S$ — параметры аппроксимации.

Разница для значений электронной концентрации вблизи Солнца (от 30 до $10R_S$) с учётом (3) и без учёта (2) ускорения солнечного ветра показана на рис. 1 при $N_0 = 1 \text{ см}^{-3}$. Видно, что на расстоянии от Солнца в $10R_S$ электронная концентрация с учётом ускорения солнечного ветра примерно в пять раз больше концентрации без учёта ускорения. При расстояниях в $25R_S$ и более разница становится уже несущественной.

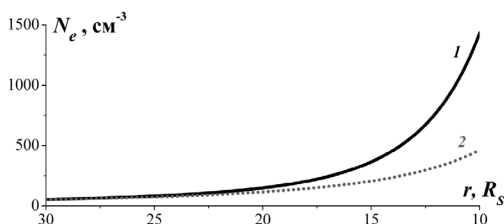


Рис. 1. Изменение электронной концентрации вблизи Солнца с учётом (сплошная линия) и без учёта (пунктирная линия) ускорения солнечного ветра при $N_0 = 1 \text{ см}^{-3}$

Для турбулентного потока «медленного» солнечного ветра наиболее характерны мелкомасштабные неоднородности электронной концентрации с размерами около 300 км и отклонением электронной концентрации в несколько процентов от среднего значения. Рассмотрим предельно допустимый уровень флуктуаций в 10 % для трасс Земля – Венера, Земля – Меркурий и Земля – $10R_S$. Расстояние от Солнца до планет определено по их средним значениям и составляет приблизительно $83R_S$ для Меркурия, $155R_S$ для Венеры и $215R_S$ для Земли. Расстояние до Солнца в $10R_S$ взято из соображения, что минимальное расстояние в истории космонавтики, до которого приблизился космический аппарат к Солнцу, составляет примерно 10 солнечных радиусов.

Электронная концентрация на трассе с учётом неоднородностей определяется выражением

$$N_e(r) = \bar{N}_e(r) \pm \Delta N_e(r) \xi(r),$$

где $\bar{N}_e(r)$ — электронная концентрация без учёта неоднородностей; $\Delta N_e(r) = 0,1\bar{N}_e(r)$; $\xi(r)$ — белый гауссовский шум с математическим ожиданием 0 и дисперсией 0,111.

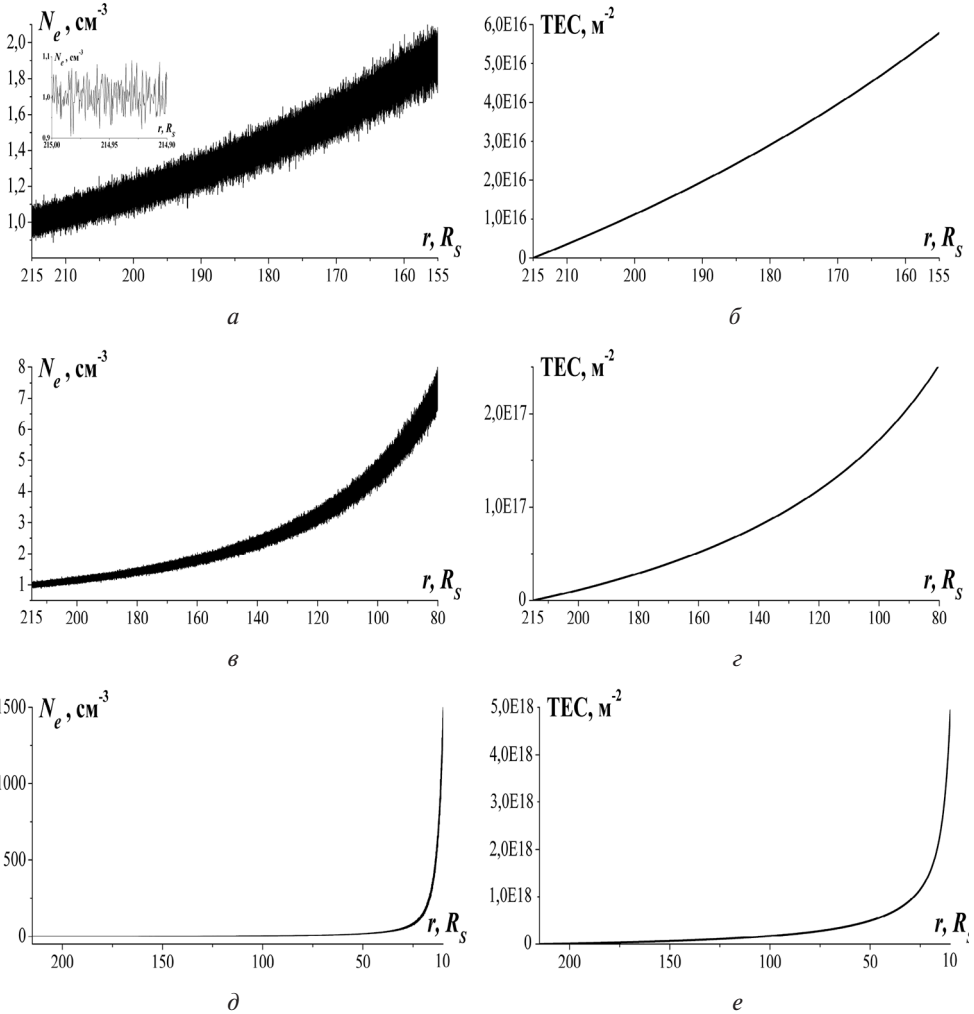


Рис. 2. Электронная концентрация (а, в, д) и TEC (б, г, е) трасс Земля–Венера (а–б); Земля–Меркурий (в–г) и Земля– $10R_s$ (д–е) с учётом мелкомасштабных неоднородностей солнечного ветра. $\Delta N_e = 0,1\bar{N}_e$, $N_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$

На рис. 2. приведена электронная концентрация и полное электронное содержание (*англ.* Total Electron Content — TEC) для трёх вышеуказанных трасс при $N_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$. Графики получены с шагом по трассе 300 км, равным размеру мелкомасштабных неоднородностей. Дополнительно на вставке рис. 2а приведено

изменение электронной концентрации в пределах начального участка трассы протяжённостью примерно 70 тыс. км.

ФАЗОВЫЙ НАБЕГ НА ТРАССЕ И ИНТЕГРАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ ТРАССЫ

Фазовый набег $\Delta\Phi$ электромагнитного импульса, обусловленный влиянием среды, найдём по формуле

$$\Delta\Phi(\omega) = -\frac{\omega}{c}(n(\omega) - 1)z,$$

где $n(\omega)$ — показатель преломления среды, $n(\omega) = \sqrt{1 - \omega_0^2/\omega^2}$; ω_0 — плазменная частота, $\omega_0 = \sqrt{31,81 \cdot 10^8 N_e(z)}$; $\omega = 2\pi f$; c — скорость света; z — длина трассы, $z = 215R_S - r$.

Интегральная электронная концентрация трассы

$$\text{TEC} = 10^6 \int_0^z N_e(z) dz \text{ м}^{-2}.$$

На рис. 3. показаны зависимость фазового набега на частоте 2 ГГц от расстояния до Солнца на трассе Земля — $10R_S$ (рис. 3а) и частотная зависимость фазового набега при $\text{TEC} = 4,936 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$ (рис. 3б), что характерно для указанной трассы без учёта неоднородностей электронной концентрации.

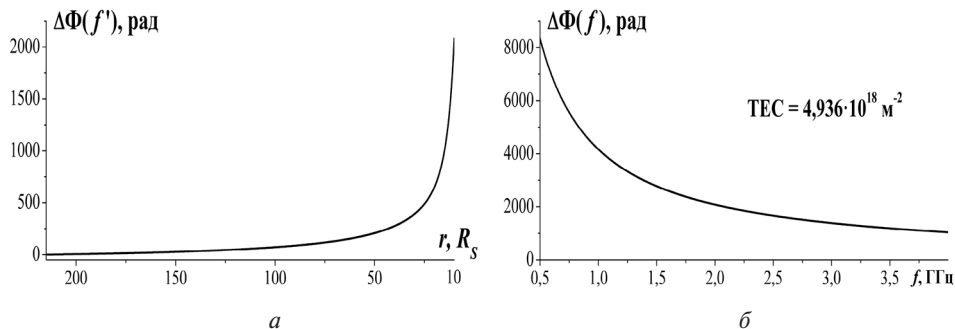


Рис. 3. Фазовый набег на частоте $f' = 2$ ГГц на трассе Земля — $10R_S$ (а) и частотная зависимость фазового набега при TEC , характерном для трассы Земля — $10R_S$ (б). $N_0 = 1 \text{ см}^{-3}$, $\Delta N_e(r) = 0$

На рис. 4 показаны возможные отклонения TEC (рис. 4а) и фазового набега на частоте 2 ГГц (рис. 4б) от их средних значений для трассы Земля — $10R_S$ с учётом неоднородностей электронной концентрации при различных реализациях трассы с изменяющимся $\xi(r)$, $N_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ и средним значением $\overline{\text{TEC}} = 4,936 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$; $\Delta\text{TEC} = (\text{TEC} - \overline{\text{TEC}}) \times 100$. Графики на рис. 4а и б совпадают по виду и отклонение от среднего значения на них не превышает 0,05 % при принятой флуктуации электронной концентрации в 10 % ($\Delta N_e(r) = 0,1 \cdot \overline{N_e}(r)$). Поэтому не следует ожидать заметного влияния неоднородностей солнечного ветра на характеристики распространяющегося импульса.

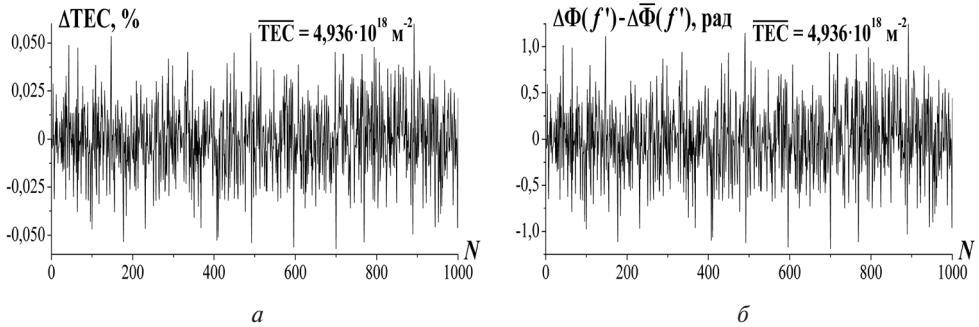


Рис. 4. Отклонения ТЕС (а) и фазового набега на частоте $f' = 2$ ГГц (б) для трассы Земля– $10R_S$ от их средних значений при различных реализациях трассы $N = 1-1000$.
 $N_0 = 1 \text{ см}^{-3}$; $\Delta N_e(r) = 0,1\bar{N}_e(r)$; $\Delta\Phi(f') = 2082,596$ рад

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАЕМЫХ ИМПУЛЬСОВ

Рассмотрим радиоимпульсы двух видов: синусоидальный импульс E_1 :

$$E_1(0; t) = \sin(\omega't), \quad 0 \leq t \leq t_{\text{и}} \tag{4}$$

и импульс с линейной частотной модуляцией E_2 :

$$E_2(0; t) = \sin\left(\omega't + \Delta\omega(t^2 - t_{\text{и}})/t_{\text{и}}\right), \quad 0 \leq t \leq t_{\text{и}}, \tag{5}$$

где t — время; $t_{\text{и}}$ — длительность импульса; $\omega' = 2\pi f'$; $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$; f' — несущая частота; Δf — максимальное отклонение от несущей частоты (девиация частоты).

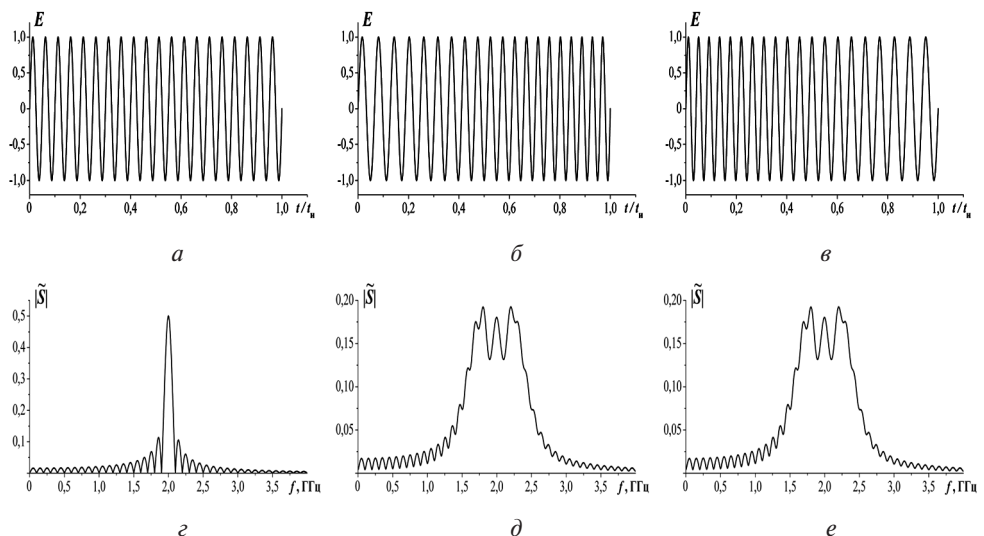


Рис. 5. Напряжённость поля (а–в) и амплитудные спектры (г–е) синусоидального (а, г); ЛЧМ с девиацией $\Delta f = 500$ МГц (б, д) и $\Delta f = -500$ МГц (в, е) радиоимпульсов при $f' = 2$ ГГц, $t_{\text{и}} = 10$ нс

На рис. 5а–в приведены примеры изменения во времени напряжённости поля $E(0; t)$, а на рис. 5г–е — амплитудные спектры излучаемых импульсов равной энергии $E_{\text{и}} = 0,5$ для синусоидального и ЛЧМ-импульсов (линейная частотная модуляция), соответственно, при $f' = 2$ ГГц, $t_{\text{и}} = 10$ нс, $\Delta f = \pm 500$ МГц.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ НА ПРИЁМНОМ КОНЦЕ ТРАССЫ

По прохождении межпланетной трассы напряжённость поля на приёмном конце трассы описывается выражениями во временной области, являющимися решением волнового уравнения для холодной разреженной плазмы (Стрелков, 2008): при $0 \leq t' \leq t_{\text{и}}$ —

$$E(z; t') = E(0; t') - \int_0^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} \cdot J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp(-v_3\theta) E(0; t' - \theta) d\theta \quad (6)$$

и при $t' > t_{\text{и}}$ —

$$E(z; t') = - \int_{t'-t_{\text{и}}}^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} \cdot J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp(-v_3\theta) E(0; t' - \theta) d\theta. \quad (7)$$

В равенствах (6) и (7) зависимость $E(0; t')$ описывается формулой (4) или (5) в зависимости от используемого импульса и введены обозначения: $t' = t - z/c$; $\delta = 3181 \times \text{ТЕС}/(2c)$; v_3 — эффективная частота соударений; J_1 — функция Бесселя.

Все приводимые ниже результаты по деформации радиоимпульсов во временной области получены с применением формул (6) и (7) в предположении бесстолкновительной плазмы ($v_3 = 0$). Последнее означает, в частности, отсутствие поглощения в среде, так что энергия распространяющегося импульса

$E_{\text{и}}(z) = \int_0^{\infty} |E(z; t')|^2 dt' = E_{\text{и}}(0)$ остаётся неизменной. Это обеспечивает возмож-

ность дополнительного контроля результатов вычислений интегралов в выражениях (6) и (7), а также адекватную оценку пределов интегрирования в формуле (7). Пример расчёта деформации радиоимпульсов в частотной области с применением преобразования Фурье рассмотрен в исследовании (Худышев, 2023).

Согласно измерениям на околоземных орбитах за период с 1963 до 2007 г., электронная концентрация вблизи Земли в основном изменяется от 1 до 10 см^{-3} и наиболее вероятное значение составляет 5 см^{-3} . Эти изменения соответствуют периодам активности Солнца от низкой до высокой. Рассмотрим деформацию импульсов (4) и (5) на указанных ранее трассах при $N_0 = 1, 5$ и 10 см^{-3} .

На рис. 6–8 (см. с. 166–168) приведены примеры напряжённости поля деформированного синусоидального импульса и ЛЧМ-импульсов при ТЕС, характерных для межпланетных трасс в разные периоды солнечной активности. Рисунки аналогичны друг другу и различаются только рассматриваемыми импульсами (см. подписи). При $N_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ для трасс Земля – Венера, Земля – Меркурий и Земля – $10R_{\text{С}}$ средние значения ТЕС равны, соответственно: $5,7623 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$, $2,3686 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$ и $4,936 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$. При $N_0 = 5$ и 10 см^{-3} величины ТЕС, соответственно, в 5 и 10 раз больше. Энергия на всех приведённых фрагментах напряжённости поля импульсов составляет более 98 % от начальной энергии соответствующих импульсов.

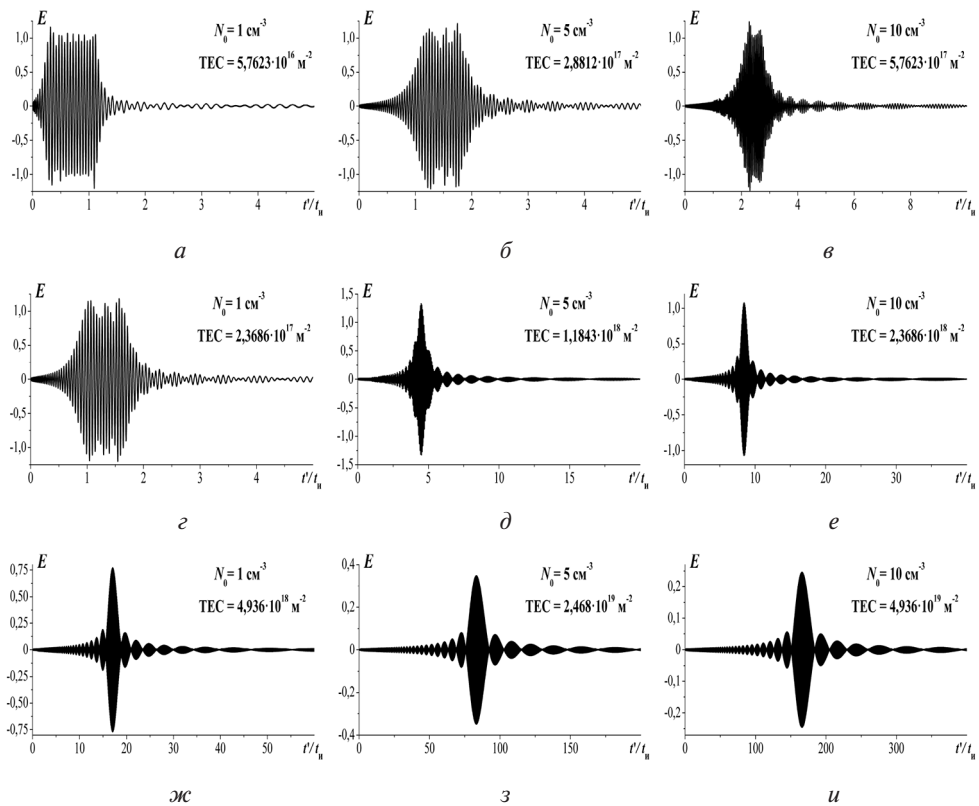


Рис. 6. Напряжённость поля деформированного синусоидального импульса при ТЕС, характерных для межпланетных трасс Земля – Венера (а–в); Земля – Меркурий (з–е); Земля – $10R_S$ (ж–и) в разные периоды солнечной активности. Параметры импульса см. в подписи к рис. 5

Можно видеть, что синусоидальный импульс значительно деформируется уже на трассах Земля – Меркурий, а на трассах Земля – $10R_S$ происходит разделение формирующих его групп гармоник по временной оси в порядке их убывания по частоте (см. рис. 6). В результате огибающая напряжённости поля деформированного импульса приобретает вид амплитудного спектра излучаемого импульса, обращённого по частоте.

У ЛЧМ-импульса с $\Delta f = 500$ МГц (см. рис. 7), в отличие от синусоидального, амплитуда напряжённости поля при относительно малых ТЕС резко возрастает в несколько раз, за счёт наложения групп гармоник низких и высоких частот, распространяющихся с разной скоростью. Высокочастотные гармоники распространяются быстрее низкочастотных, в результате происходит интерференция формирующих импульс гармоник, что визуально проявляется как формирование узкого максимума поля (см., например, рис. 7б). Также видно, что на трассах Земля – $10R_S$ импульсы значительно уширяются по временной оси в десятки и сотни раз, что для синусоидального импульса не характерно.

Для ЛЧМ-импульса на рис. 8 $\Delta f = -500$ МГц. Поскольку частота колебаний в излучаемом импульсе со временем уменьшается, деформированные импульсы сразу же уширяются без формирования узкого максимума поля. При относительно малых значениях ТЕС трассы картина для ЛЧМ-импульсов с отрицательной девиацией значительно отличается от картины для ЛЧМ-импульсов с положи-

тельной девиацией. Однако при больших значениях ТЕС вид деформированных импульсов практически совпадает за счёт разделения групп гармоник, формирующих импульсы по временной оси.

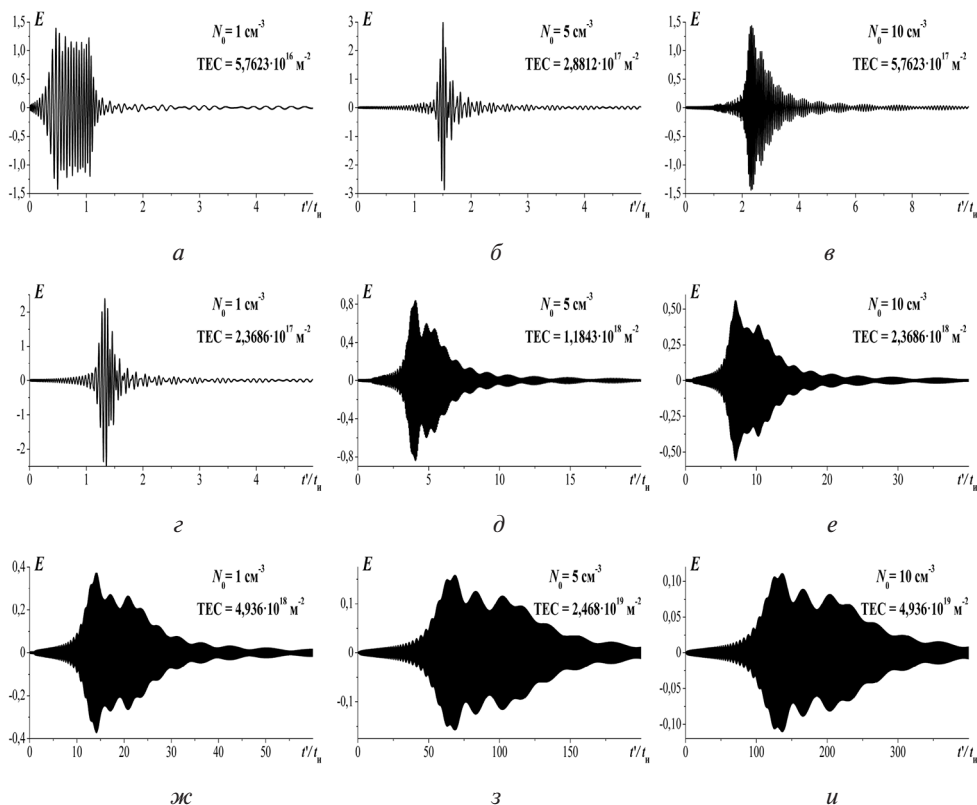


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, для ЛЧМ-импульса с $\Delta f = 500 \text{ МГц}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнен анализ характера и особенностей искажений радиоимпульсов гигагерцевого диапазона с различными начальными характеристиками при распространении по межпланетной трассе Земля – Солнце. Показано, что при распространении в медленном солнечном ветре флуктуации электронной концентрации незначительно влияют на деформацию радиоимпульсов гигагерцевого диапазона, что обусловлено малыми отклонениями фазового набега и ТЕС трассы от средних значений. Определено, что при любых регистрируемых уровнях солнечной активности в условиях медленного солнечного ветра гигагерцевые радиоимпульсы на трассе Земля – Венера заметно деформируются, а на трассе Земля – $10R_S$ их деформация уже значительна. По сравнению с синусоидальными, для ЛЧМ-импульсов можно ожидать существенных вариаций уровня их искажений на околосолнечных трассах.

Работа выполнена в рамках госзадания Института радиоэлектроники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

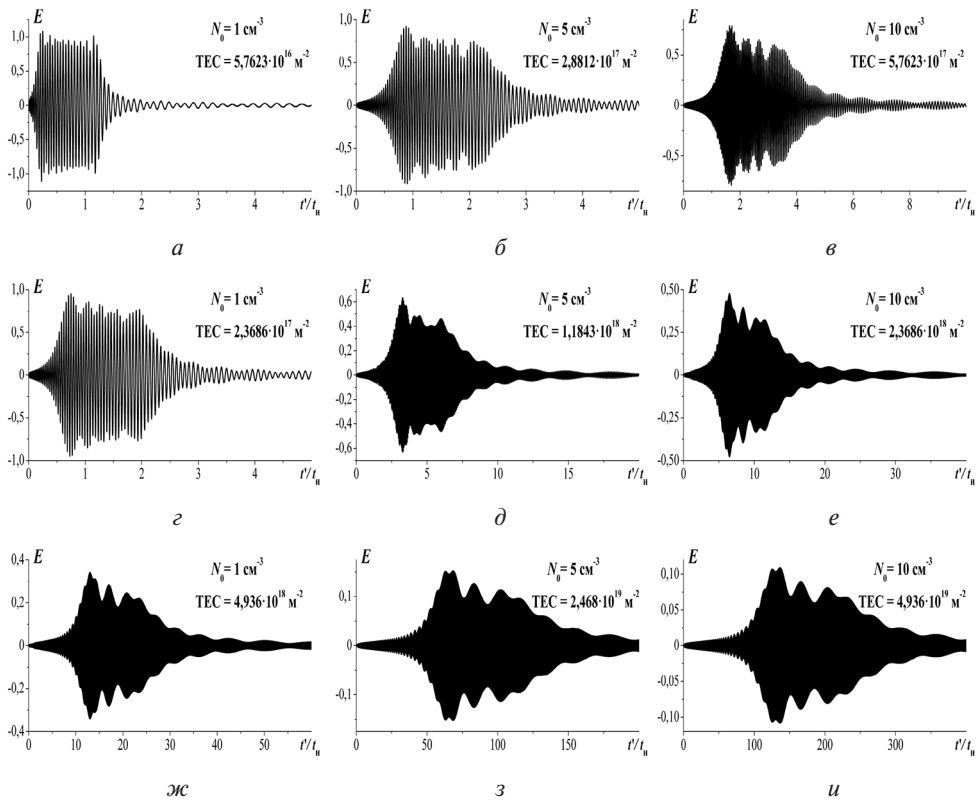


Рис. 8. То же, что и на рис. 6, для ЛЧМ-импульса с $\Delta f = -500$ МГц

ЛИТЕРАТУРА

- Стрелков Г. М. Сложный радиосигнал в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53. № 9. С. 1094–1103.
- Худышев Ю. С. О деформации фазового спектра сверхкоротких радиоимпульсов при распространении по межпланетной трассе // 20-я Конф. молодых учёных «Фундам. и приклад. косм. исслед.»: сб. тр. М.: ИКИ РАН, 2023 С. 155–165. DOI: 10.21046/KMU-2023-155-165.
- Яковлев О. И., Яковлев Ю. О. Анализ радиальных зависимостей электронной концентрации и скорости плазмы в области ускорения солнечного ветра // Косм. исслед. 2019. Т. 57. № 4. С. 253–259. DOI: 10.1134/S0023420619040083.
- Parker E. N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // Astrophysical J. 1958. V. 128. Article 664. DOI: 10.1086/146579.

ON THE INFLUENCE OF THE SOLAR WIND ON THE DEFORMATION OF RADIO WAVE PULSES GIGAHERTZ RANGE ON THE INTERPLANETARY PATH

Yu. S. Khudyshev

Kotel'nikov Institute of Radio-engineering and Electronics RAS, Fryazino branch, Fryazino, Russia

The report presents the results of an analysis of the nature and features of distortions of radio wave pulses in the gigahertz range with different initial characteristics during propagation along an interplanetary Earth – Sun path. The possible influence of the electron concentration of small-scale solar wind inhomogeneities on the integral electron density of the path and the phase incursion of frequency harmonics on it is estimated. It is shown that when propagating in the “slow” solar wind, fluctuations in the electron density have little effect on the deformation of the radio pulses under consideration. The deformation of radio wave pulses on paths typical of distances from the Earth to Venus, Mercury and the Sun during periods of different solar activity is considered.

Keywords: solar wind, interplanetary path, electron concentration, phase incursion, gigahertz radio wave pulse, dispersion distortions

Khudyshev Yuriy Sergeevich — junior researcher, xantaresx@yandex.ru

ПРЕДСКАЗАНИЕ АНОМАЛЬНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ПОЛНОГО ВЕКТОРА ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

А. С. Шапкин^{1,2}, А. С. Крамич¹, С. А. Золотой², Д. С. Котов²

¹ Объединённый институт проблем информатики Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь

² Научно-инженерное республиканское унитарное предприятие «Геоинформационные системы» Национальной академии наук Беларуси
Минск, Беларусь

На основе собранных за полгода данных наблюдений вертикального полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы и полного вектора индукции (ПВИ) геомагнитного поля был построен график зависимости коэффициента корреляции Пирсона ПЭС и значения ПВИ от времени его задержки, показывающий, что статистически изменения ПЭС предшествуют изменениям ПВИ. С использованием информации о зафиксированных магнитных бурях была получена вероятность аномального изменения ПВИ (наступления геомагнитной бури) в последующие сутки при детектировании сильного возмущения ПЭС ионосферы, а также построены предсказания ПЭС и ПВИ на сутки вперёд с помощью модели ARIMA (*англ.* Autoregressive Integrated Moving Average).

Ключевые слова: ионосфера, полное электронное содержание, геомагнитная буря, корреляция, ARIMA

Процессы, происходящие в ионосфере, взаимосвязаны с геофизическими полями, в частности с внешним магнитным полем Земли. Так, вспышки на Солнце помимо ионизации верхней атмосферы Земли приводят к многочисленным геофизическим последствиям: магнитным бурям, полярным сияниям и т. д. Изменение геомагнитного поля оказывают влияние на жизнедеятельность человека, в том числе на функционирование аппаратуры и систем связи. Для прогноза сильных возмущений, влияющих на технологические системы, важно иметь представление о повторяемости и характерных особенностях возмущений геомагнитного поля и электронного содержания ионосферы. Цель работы заключается в построении предсказательной модели аномального изменения величины полного вектора индукции (ПВИ) геомагнитного поля на основе оценок полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы и ранее измеренных данных ПВИ, что представляет интерес для мониторинга ситуации вокруг критически важных объектов, таких как АЭС, ЛЭП и т. д.

Основной характеристикой при изучении ионосферы является ПЭС, определяемое как интеграл от электронной плотности n_e по пути распространения волны с поперечным сечением 1 м^2 между спутником и наземной станцией. Используя ранее разработанный алгоритм оценки ПЭС (Шапкин, 2024), были получены значения среднего вертикального ПЭС (рис. 1). В то же время Национальной системой мониторинга окружающей среды Республики Беларусь регистрируются изменения во времени горизонтальных (x и y) и вертикальной (z) составляющих ПВИ внешнего геомагнитного поля. Для анализа использовалась величина ПВИ

Шапкин Александр Сергеевич – аспирант, младший научный сотрудник,
al_shapkin@newman.bas-net.by, shap1kin2@gmail.com

Крамич Алексей Сергеевич – инженер-программист, kramich.s@gmail.com

Золотой Сергей Анатольевич – директор, кандидат технических наук, gis@gis.by

Котов Дмитрий Сергеевич – учёный секретарь, кандидат технических наук, dkotau@gis.by

геомагнитного поля (см. рис. 1), представляющая собой корень из суммы квадратов горизонтальной и вертикальной компонент.

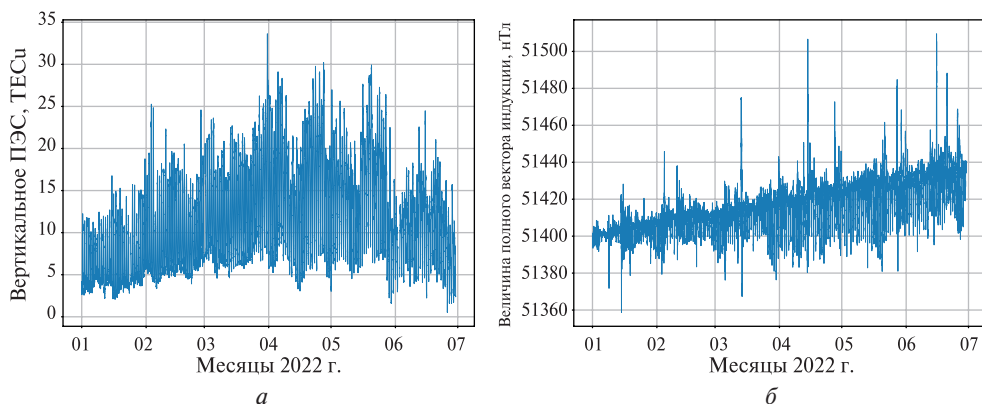


Рис. 1. Полугодовые наблюдения: *a* — вертикальное ПЭС; *б* — величина ПВИ

На основе собранных данных был построен график зависимости коэффициента корреляции Пирсона ПЭС и значения ПВИ от времени задержки ПВИ (рис. 2), показывающий, что статистически изменения ПЭС предшествуют изменениям ПВИ.

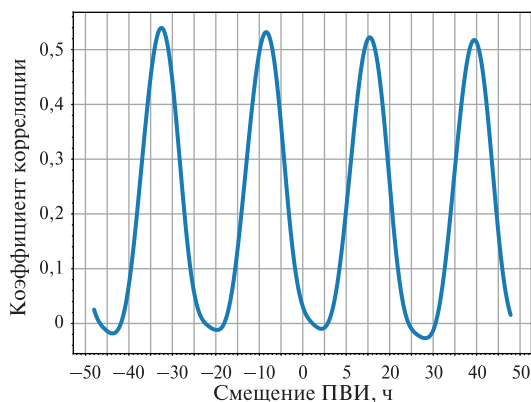


Рис. 2. Зависимость коэффициента корреляции от времени задержки ПВИ

Рисунок 2 даёт основание считать, что сильному возмущению магнитного поля (магнитной буре) предшествует сильное возмущение ионосферы.

С одной стороны, дни наблюдения ПЭС были условно разделены на две группы: «возмущённые» и «спокойные». Посчитаны значения скользящего среднего вертикального ПЭС по $(M-1)$ предшествующим значениям для каждого момента времени t :

$$\overline{\text{VTEC}}(t) = \frac{1}{M} \sum_{i=0}^{M-1} \text{VTEC}(t - i\Delta t),$$

где $\Delta t = 24$ ч; M — размер окна скользящего среднего.

Для детектирования возмущённости использовалось отклонение ПЭС от скользящего среднего, как предложено в исследовании (Пулинец и др., 2014):

$$\delta VTEC = \frac{VTEC - \overline{VTEC}}{\overline{VTEC}} \times 100 \%$$

Считаем, что в определённый день наблюдается возмущённая ионосфера, если в любой момент времени отклонение $\delta VTEC > h_1$ или $\delta VTEC > h_2$, где h_1, h_2 — некоторые заданные пороговые значения.

С другой стороны, Центром геофизического мониторинга НАН Беларуси предоставлена информация о зафиксированных магнитных бурях, в том числе о дате и времени начала бурь и их конце. С помощью этих данных были получены вероятность наступления магнитной бури при фиксировании возмущения ионосферы p_1 , вероятность того, что зафиксированная магнитная буря была предсказана заранее p_2 и гармоническое среднее указанных вероятностей p для различных параметров M, h_1, h_2 . Полученные наилучшие значения вероятности и использованных параметров представлены ниже.

p	p_1	p_2	M	$h_1, \%$	$h_2, \%$
0,575	0,559	0,593	19	47,5	-50

Помимо значений вероятности были построены предсказания значений ПВИ на сутки вперёд с помощью модели ARIMA (*англ.* Autoregressive Integrated Moving Average) (Box et al., 2016) (рис. 3).

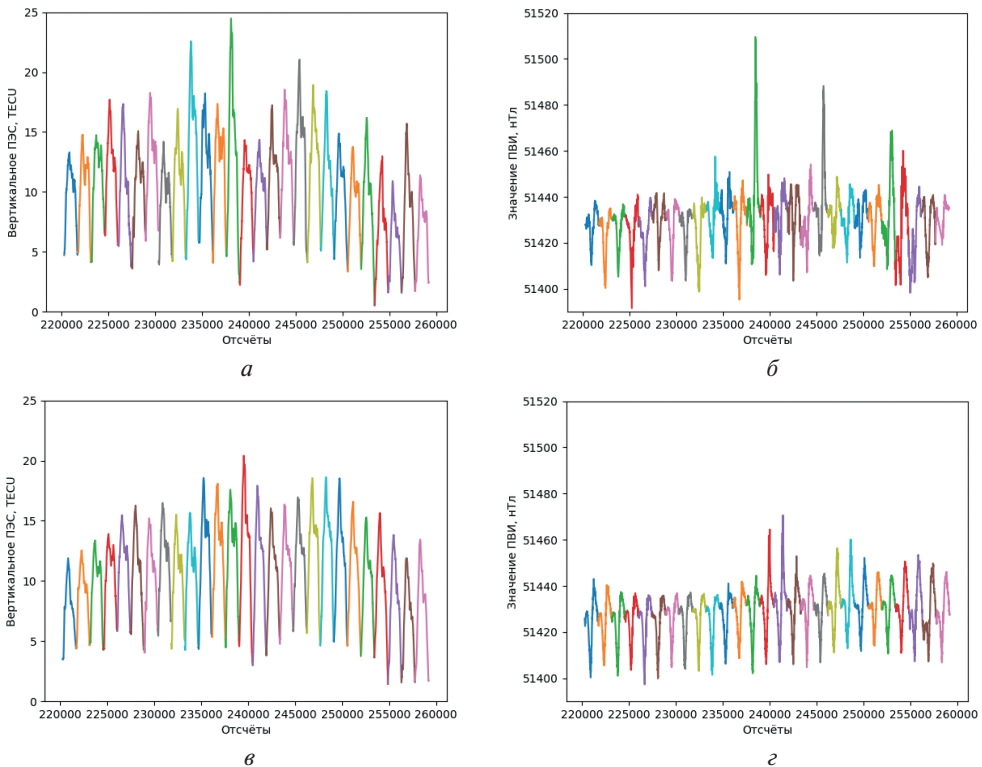


Рис. 3. Графики за последние 27 дней наблюдений: *a* — посчитанное ПЭС; *б* — посчитанное значение ПВИ; *в* — предсказанное ПЭС; *г* — предсказанное значение ПВИ

В результате получена вероятность аномального изменения ПВИ (наступления геомагнитной бури) в последующие сутки при детектировании сильно-го возмущения ионосферы, а также построены предсказания значений ПВИ на сутки вперёд с помощью модели ARIMA, что имеет значение для функционирования систем навигации и связи, электросетей, критически важных объектов инфраструктуры.

ЛИТЕРАТУРА

- Пулинец С. А., Узунов Д. П., Давиденко Д. В., Дудкин Е. И., Цадиковский Е. И. Прогноз землетрясений возможен?! М.: Тривант, 2014. 144 с.
- Шапкин А. С. Алгоритм оценки абсолютного полного электронного содержания ионосферы по данным двухчастотных фазовых и дальностных спутниковых измерений // Информатика. 2024. Т. 21. № 1. С. 48–64. <https://doi.org/10.37661/1816-0301-2024-21-1-48-64>.
- Box G. E. P., Jenkins G. M., Reinsel G. C., Ljung G. M. Time series analysis: Forecasting and control. 5th ed. Hoboken, New Jersey: John Wiley and Sons Inc., 2016. 712 p. <https://doi.org/10.1111/jtsa.12194>.

PREDICTION OF AN ANOMALOUS CHANGE IN THE MAGNITUDE OF THE EARTH'S TOTAL MAGNETIC INDUCTION VECTOR BASED ON THE TOTAL ELECTRON CONTENT OF THE IONOSPHERE

A. S. Shapkin^{1,2}, A. S. Kramich¹, S. A. Zolotoy², D. S. Kotau²

¹ United Institute of Informatics Problems of the National Academy of Sciences of Belarus
Minsk, Belarus

² The Scientific and Engineering Republican Unitary Enterprise “Geoinformation Systems”
of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

Based on the data collected over six months of observations of the vertical total electron content (TEC) of the ionosphere and the magnitude of the Earth's total magnetic induction vector (TMIV), a graph of the dependence of the Pearson correlation coefficient of TEC and magnitude of TMIV on the delay time of the TEC was plotted, showing that statistically changes in TEC precede changes in TMIV. Using information about recorded magnetic storms, the probability of an anomalous change in TMIV (occurrence of a magnetic storm) in the next day when a strong disturbance in the ionospheric TEC is detected was obtained, and predictions of TEC and TMIV values for the day ahead were made using the ARIMA model.

Keywords: ionosphere, total electron content, geomagnetic storm, correlation, ARIMA

Shapkin Aliaksandr — postgraduate, junior researcher, al_shapkin@newman.bas-net.by
shap1kin2@gmail.com

Kramich Aliaksei — software engineer, kramich.s@gmail.com

Zolotoy Sergey — director, candidate of engineering sciences, gis@gis.by

Kotau Dzmitry — scientific secretary, candidate of engineering sciences, dkotau@gis.by

ПРОГНОЗ ЦИКЛОВ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА МЕТОДОМ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ (РСА)

А. И. Шибяев

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Москва, Россия

Предложен прогноз текущего 25-го солнечного цикла по данным ежемесячного ряда чисел Вольфа (SSN v.2), сглаженного по 13 мес (MA-13). Основным инструментом исследования является метод главных компонент РСА (*англ.* Principal Component Analysis). Проведены тестовые предсказания 23-го (с23) и 24-го (с24) цикла, результаты сопоставляются с реальными профилями. Дана физическая интерпретация первой и второй главной компонент (PC1 и PC2) РСА, а также связь коэффициентов при них с физическими характеристиками циклов, такими как среднее значение цикла и коэффициент асимметрии. Построены два прогноза: без учёта текущих значений с25 и с их учётом.

Ключевые слова: прогнозирование солнечной активности, метод главных компонент, РСА

МЕТОД ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ

Выражая объекты через признаки для дальнейшего анализа, часто получается описание высокой размерности. Исследовать объекты в многомерном пространстве сложно, но при наличии линейных связей между признаками удаётся найти подпространство значительно меньшей размерности (например, двумерную плоскость), при проецировании объектов в которое невязки между объектами и их проекциями будут небольшими. Приблизив объекты проекциями, мы получаем их низкоразмерное представление. Метод главных компонент РСА (*англ.* Principal Component Analysis), опираясь на расположение данных в исходном многомерном пространстве, помогает найти это подпространство. На рис. 1 показан выбор такого оптимального одномерного подпространства (прямая линия PC1) на плоскости XY. Ошибки между радиус-векторами объектов и их проекциями на прямую связаны теоремой Пифагора, поэтому чем больше проекции (по модулю), тем меньше ошибки приближения, следовательно, ищется направление с максимальным разбросом проекций на него. Это направление и изображено на рис. 1 (*справа*).

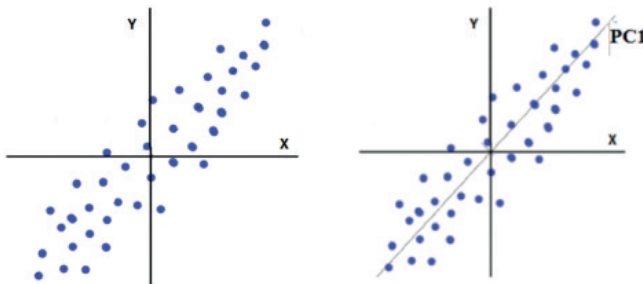


Рис. 1. Иллюстрация применения РСА для двумерных данных (синие точки). Оптимальное направление PC1 — направление с максимальной дисперсией проекций радиус-векторов точек на него (первая главная компонента)

ДАнные И ИХ ПОдГОТОВКА

Будем рассматривать ряд SSN v.2 (<https://sidc.be/SILSO/home>) сглаженный по 13 точкам (рис. 2), начиная с 8-го цикла (с8–с24), а циклы с1–с7 отбросим из-за большого числа пропусков в данных (Nathaway, 2015). Рассмотрим циклы в пространстве, где координаты — последовательные значения циклов, тогда их компонентами будут последовательные значения ряда за цикл (первый месяц, второй и так далее). Метод PCA требует одинаковой размерности объектов, но длина циклов различна. Поэтому сведём их к одной длине (133 точки). Для этого построим линейную сплайн-интерполяцию между соседними значениями цикла и покроем временной интервал цикла равномерной сеткой из 133 узлов. Первый и последний узел совпадают с началом и концом цикла, а оставшиеся узлы расположены равномерно с шагом h , равным $T_c/132$, где T_c — длина цикла (в мес). В полученных узлах сэмплируем новые значения цикла, используя интерполяцию. На рис. 3 сравнивается цикл и его сэмпл.

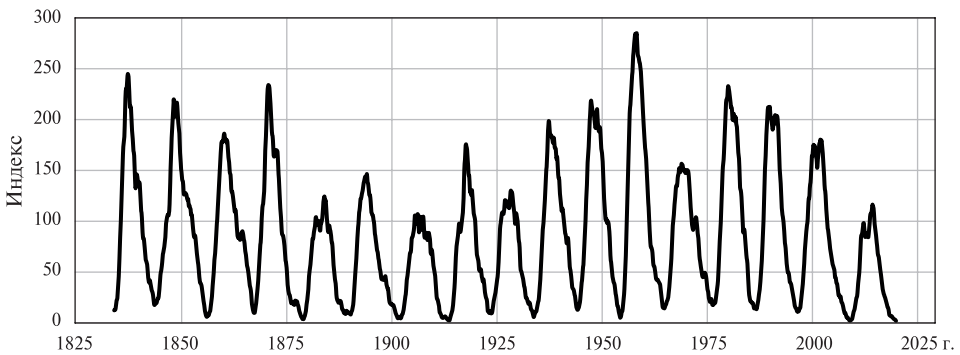


Рис. 2. Сглаженный по 13 мес ежемесячный ряд чисел Вольфа с 8-го по 24-й цикл

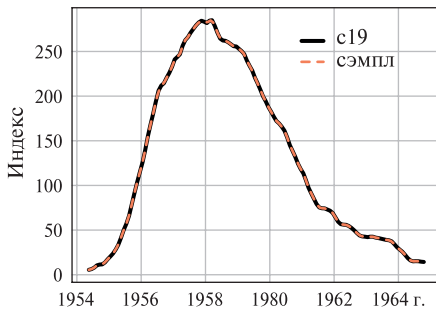


Рис 3. Сравнение с19 со своим сэмплом

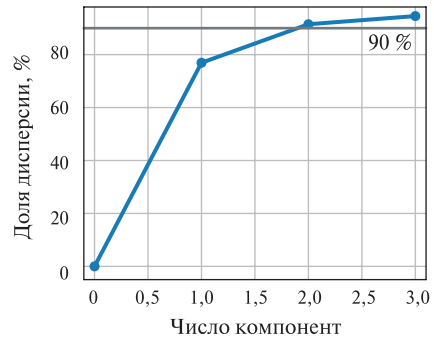


Рис. 4. Доля учтённой дисперсии данных от числа компонент

Сведя все объекты к одной размерности, центрируем их. Это стандартный шаг перед применением PCA. Для этого усредним все циклы покомпонентно:

$$mu[k] = \frac{1}{17} \sum_{c=8}^{24} V_c[k],$$
 где V_c — сэмплированный цикл; $k = 0, \dots, 132$. Далее вычтем усреднённый цикл из каждого: $V_c^{cent}[k] = V_c[k] - mu[k]$, $c = 8, \dots, 24$. Усреднённый цикл изображён на рис. 6 (синяя кривая). Другой вариант предобработки циклов представлен в работе (Takalo, Mursula, 2018).

ГЛАВНЫЕ КОМПОНЕНТЫ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Применив РСА к сэмплированным данным и получив главные компоненты, рассмотрим проекции центрированных циклов на плоскость, образованную первой (PC1) и второй (PC2) главными компонентами. Доля учтённой дисперсии данных составит более 90 % (см. рис. 4). Это означает, что ошибки приближения проекциями будут малы. Всего двух компонент достаточно для хорошего приближения исходных данных. Причина в высокой степени корреляции между соседними значениями в циклах; на рис. 5 представлена матрица корреляции каждой компоненты с каждой компонентой, корреляция в окрестности главной диагонали близка к единице.

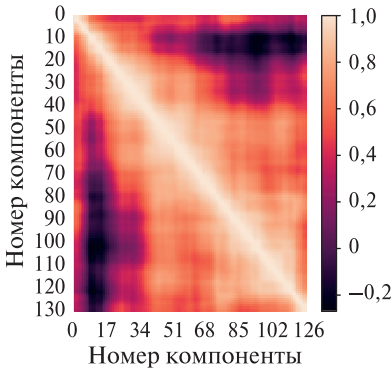


Рис. 5. Матрица корреляций компонент циклов между собой

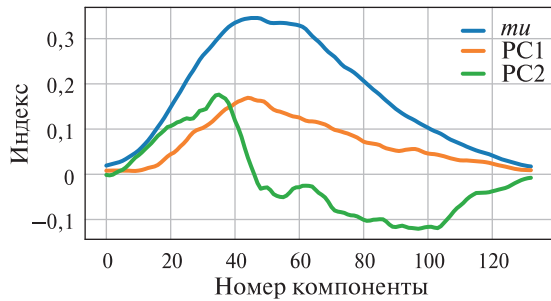


Рис. 6. «Вытягивание в линии» среднего цикла, PC1, PC2 по номерам компонент исходного пространства

Формула для проекций центрированных циклов на плоскости (PC1, PC2):

$$W_m = c_{m,1}PC1 + c_{m,2}PC2,$$

где W_m — проекция (приближение) цикла V_m^{cent} ; $c_{m,1}, c_{m,2}$ — компоненты проекции в базисе (PC1, PC2), он является ортонормированным. Следовательно, сам цикл приближается формулой:

$$V_m = tu + c_{m,1}PC1 + c_{m,2}PC2. \tag{1}$$

Рассмотрим главные компоненты PC1 и PC2. В исходном пространстве они являются 133-мерными направлениями, «развернём» их по номеру компоненты и представим на рис. 6, где по горизонтали последовательно отложены номера компонент. Кроме PC1 и PC2 отобразим усреднённый цикл, использовавшийся для центрирования (последний уменьшен в 500 раз для соизмеримости масштабов с PC1, PC2).

Из рис. 6 хорошо видно, что PC1 «дублирует» средний цикл, следовательно, если коэффициент при PC1 положителен, кривая цикла проходит выше среднего цикла (см. формулу (1)), если меньше нуля, то ниже. Таким образом, PC1 — добавка к типичному циклу, регулирующая его амплитуду, повышенной активности был цикл или пониженной. А коэффициент $c_{m,1}$ должен коррелировать с мерой солнечной активности за цикл, например, среднее значение цикла (рис. 7). Структура PC2 сложнее, есть как положительная часть, так и отрицательная. При $c_{m,2} < 0$ ветвь роста цикла удлиняется (максимум достигается позже), иначе — сокращается. Логична связь с асимметрией цикла (рис. 7). Кроме того, регулируется наличие второго пика в циклах.

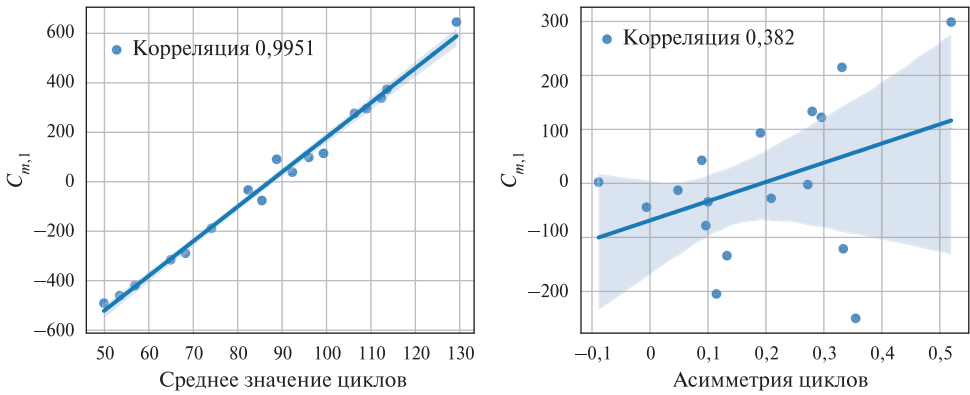


Рис. 7. Корреляция коэффициентов при PC1 со средним значением циклов (слева) и при PC2 с асимметрией циклов (справа)

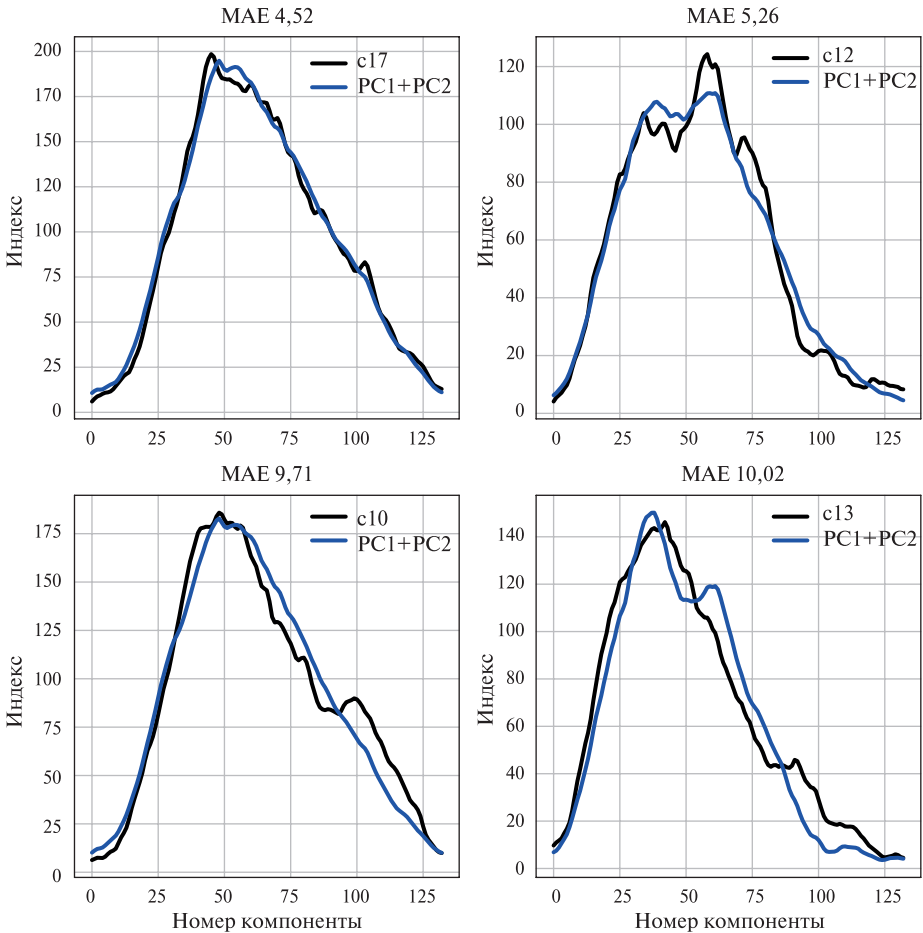


Рис. 8. Циклы с наилучшим приближением по формуле (1) (вверху) и с худшим (внизу)

Корреляция между $c_{m,1}$ и средним значением цикла близка к единице (0,995), что говорит почти о функциональной связи. Для $c_{m,2}$ корреляция с асимметрией цикла существенно ниже, всего 0,382.

Сравним полученные по формуле (1) приближения (синяя кривая) с циклами (чёрная кривая) на рис. 8. Количественная мера ошибки приближений — МАЕ (средняя абсолютная ошибка, *англ.* mean absolute error). Приближения хорошо аппроксимируют циклы.

ИДЕЯ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ 25-ГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

Каждый из циклов с8–с24 характеризуется двумя коэффициентами: при PC1 и PC2, они индивидуальны для каждого из них. А вот сами шаблоны (см. рис. 6) одинаковы для всех циклов. Для приближения с25 нам необходимо, во-первых, знать $c_{25,1}$, $c_{25,2}$, а во-вторых, получить шаблоны с учётом нового цикла. Начнём с конца, текущие шаблоны были получены на основании 17 циклов (с8–с24), и добавление одного нового цикла не должно существенно их изменить. Продемонстрируем это на примере сравнения шаблонов для с8–с23 и с8–с24 (рис. 9). Мы исключим с24 и сравним построенные шаблоны с приведёнными выше.

На рис. 9 (слева) сравниваются усреднённые циклы (уже не нормировались для соизмеримости масштаба с первой и второй главной компонентой), справа — PC1 и PC2. Из рисунка хорошо видно, что шаблоны почти совпадают, поэтому воспользуемся уже полученными выше (на с8–с24) шаблонами и предскажем с25.

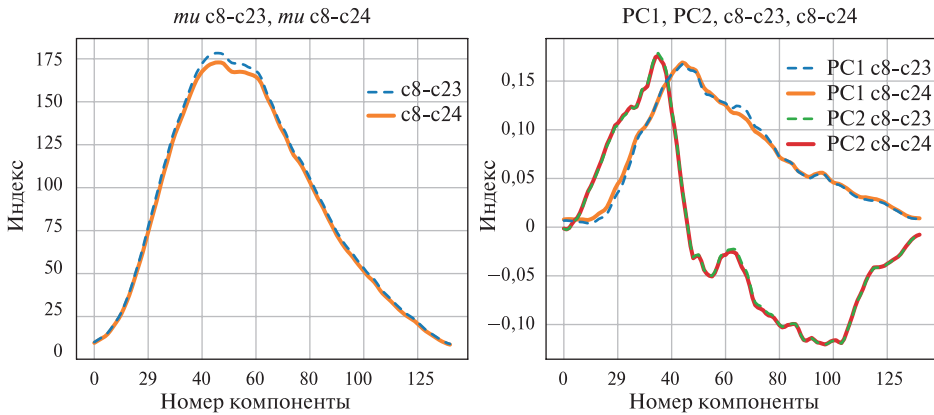


Рис. 9. Сравнение шаблонов среднего цикла, PC1 и PC2 с учётом с24 и без учёта

Теперь разберёмся с двумя коэффициентами $c_{25,1}$, $c_{25,2}$. Для прогноза $c_{25,1}$ будем рассматривать последовательность $c_{k,1}$, $k = 8, \dots, 24$ как временной ряд и сделаем прогноз на основании него. Для прогноза $c_{25,2}$, аналогично, рассмотрим временной ряд $c_{k,2}$, $k = 8, \dots, 24$.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРИ PC1 И PC2 ДЛЯ с25

На рис. 10 представлен временной ряд для $c_{k,1}$, $k = 8, \dots, 24$. По горизонтальной оси отложен номер цикла. Приближение зависимости периодической функцией выглядит вполне логичным. В качестве аппроксимирующей функции использо-

валось выражение: $c_{k,1} = A \sin\left(2\pi \frac{k}{T}\right) + B \cos\left(2\pi \frac{k}{T}\right) + C$, где коэффициенты A, B, T, C подбирались перебором с минимизацией среднеквадратичной ошибки. Результат аппроксимации и прогноз — $c_{25,1} = -393,68$ — приведены на рис. 10.

Для прогнозирования $c_{25,2}$ всё аналогично. Результаты приведены на рис. 11.

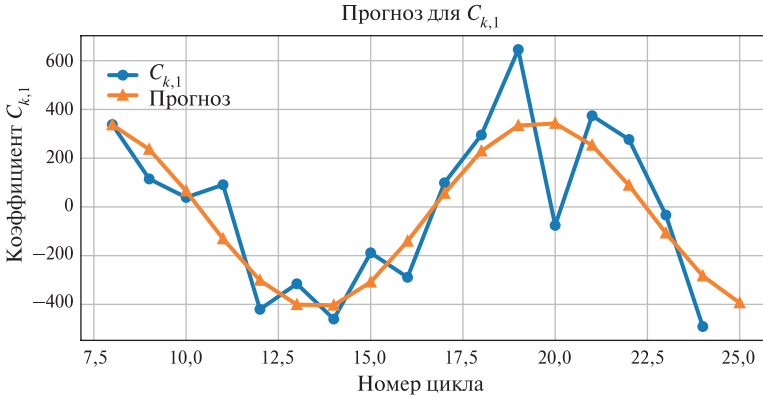


Рис. 10. Аппроксимация синусоидой (оранжевая кривая) коэффициентов при РС1 (синяя кривая)

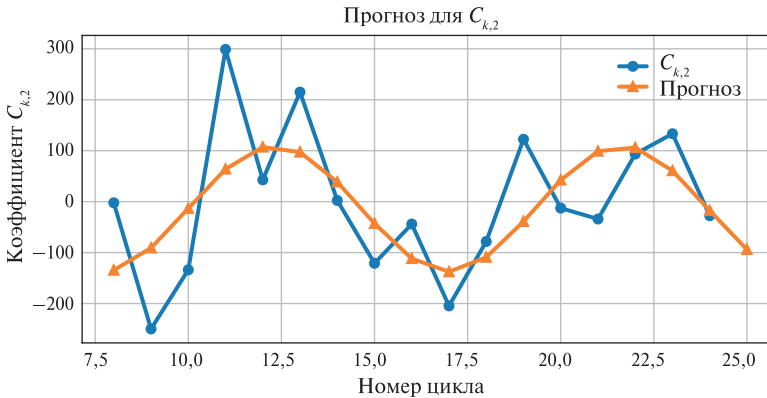


Рис. 11. Аппроксимация синусоидой (оранжевая кривая) коэффициентов при РС2 (синяя кривая)

Подставив оценки для $c_{25,1}, c_{25,2}$ и шаблоны среднего цикла, РС1 и РС2 в формулу (1), получим прогноз для c_{25} (рис. 12, без учёта c_{25}). Отметим, что все шаблоны — длины 133, следовательно, и прогноз будет состоять из 133 точек, не привязанный к конкретному временному промежутку. Для соотнесения с временным интервалом рассуждаем следующим образом: c_{25} , предположительно, относится к циклам пониженной солнечной активности, для таких циклов средняя продолжительность составляет 141 мес, следовательно, 133 точки цикла покрывают 141 мес. Поэтому шаг между соседними точками c_{25} во временной шкале:

$dh = \frac{140}{132} dt$, где $dt = 1$ мес. Зная дату начала цикла и временной шаг между 133 значениями, строится прогноз уже во временной оси.

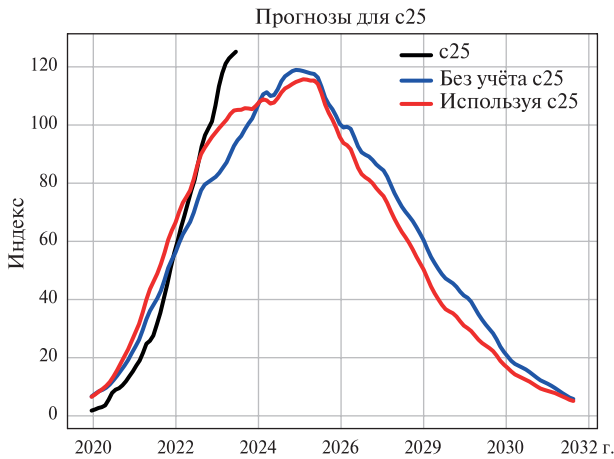


Рис. 12. Цикл c_{25} (чёрная кривая) и два прогноза: с учётом c_{25} (красная кривая) и без учёта (синяя кривая)

Периодическая зависимость для ряда $c_{k,2}$, $k = 8, \dots, 24$ менее очевидна, поэтому помимо полученного выше прогноза используем уже известные значения c_{25} для подбора оптимального параметра $c_{25,2}$. Перебирая значения из интервала $(-300, 300)$ и минимизируя среднеквадратичную ошибку между ветвью роста c_{25} и прогнозом, найдём оптимальный коэффициент $c_{25,2}$. Прогноз для коэффициента $c_{25,1}$ не меняем. Результат представлен на рис. 12 (используя c_{25}).

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПРОГНОЗА ДЛЯ c_{23} И c_{24}

Оценим построенный выше метод прогнозирования на c_{23} и c_{24} . Для этого исключим их из анализа, а прогнозы для коэффициентов и шаблоны получим приведённым выше способом. Результаты сравнения прогнозов с циклами приведены на рис. 13 (без привязки к временным интервалам циклов).

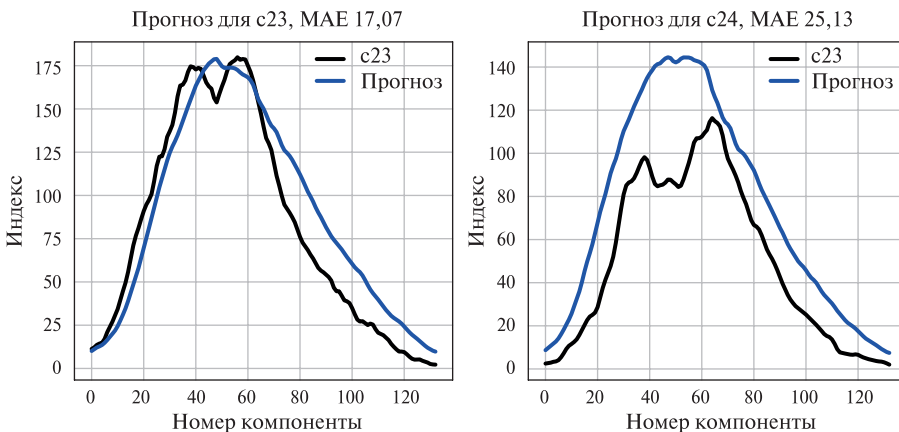


Рис. 13. Сравнение сэмплов c_{23} (слева) и c_{24} (справа) с прогнозами (синие кривые)

Существенное расхождение прогноза для c_{24} , в первую очередь, связано с ошибкой прогноза для $c_{24,1}$, в отличие от c_{23} , где прогноз близок. На рис. 10 отображены данные различия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокая степень корреляции между соседними значениями в циклах SSN v.2 (MA-13) позволяет приблизить сами циклы с хорошей степенью точности всего двумя главными компонентами (доля учтённой дисперсии данных $>90\%$). Коэффициент $c_{k,1}$ при первой главной компоненте регулирует высоту цикла относительно типичного среднего цикла. Между ним и средним значением цикла присутствует линейная зависимость. Коэффициент $c_{k,2}$ отвечает за сдвиг максимума цикла во времени и возможность второго максимума, его корреляция с асимметрией циклов слабая ($\sim 0,4$). Построены два прогноза текущего цикла с учётом его ветви роста и без учёта. Также приведены прогнозы для c_{23} и c_{24} для оценки надёжности представленного метода прогнозирования.

ЛИТЕРАТУРА

- Hathaway D. H.* The solar cycle // Living Reviews in Solar Physics. 2015. V. 12(1). Article 4. 87 p. DOI: 10.1007/lrsp-2015-4.
- Takalo J., Mursula K.* Principal component analysis of sunspot cycle shape // Astronomy and Astrophysics. 2018. V. 620. Article 100. 10 p. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833924>.

FORECASTING WOLF SUNSPOT CYCLES USING PRINCIPAL COMPONENT ANALYSIS (PCA)

A. I. Shibaev

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

In proposed article forecast for the current 25th cycle of solar activity is presented, based on the monthly series of Wolf sunspot numbers (SSN v.2), smoothed over 13 months (MA-13). The main research tool is the principal component analysis (PCA). In addition to the current cycle, predictions were obtained for the 23rd and 24th cycles, and the results were compared with real cycles. The physical interpretation of the first and second principal components (PC1 and PC2) of PCA is given, as well as the relationship of their coefficients with the physical characteristics of cycles, such as the cycle average and the asymmetry coefficient. Two forecasts were constructed: without taking into account the current values of c_{25} and with them.

Keywords: solar activity forecasting, principal component analysis, PCA

Shibaev Alexander — engineer, alexshibaev@yandex.ru

АНАЛИЗ ОРОГРАФИЧЕСКОГО ЦИКЛОГЕНЕЗА НА ОСНОВАНИИ ДАННЫХ ЕЖЕДНЕВНОЙ СПУТНИКОВОЙ СЪЁМКИ

Н. Е. Щеглова

Российский государственный гидрометеорологический университет
Санкт-Петербург, Россия

На основании данных ежедневной спутниковой съёмки MODIS/Aqua, Terra, VIIRS/NPP Suomi, VIIRS/NOAA-20 был сформирован архив снимков орографических циклонов на территории Европы за период с 2019 по 2024 г. Выполнен анализ синоптических условий циклогенеза. Построены траектории перемещения горных вихрей. Рассмотрены механизмы их формирования. Проанализированы внутригодовые и межгодовые изменчивости повторяемости.

Ключевые слова: орографические циклоны, циклогенез в горных районах, спутниковая съёмка

ВВЕДЕНИЕ

Горы оказывают значительное влияние на движение атмосферы. Даже низкие горные хребты могут менять скорость и направление ветра, вызывая сильные ветры из-за препятствий для воздушных масс. Кроме того, за горными препятствиями могут формироваться орографические волны, сопровождаемые крайне опасной турбулентностью (Федосеева и др., 2021). Орографический циклон, зарождаясь на подветренной стороне горной цепи, не только оказывает существенное влияние на климат региона, но и является причиной возникновения опасных погодных явлений.

Из-за орографических особенностей региона формирования и близости моря горные циклоны имеют тенденцию резко ухудшать процесс циклогенеза. Эти наборы характеристик трудно предсказать из-за небольшого размера вихря и его быстрого развития в море.

Благодаря усовершенствованию дистанционных методов исследования, а также расширению глобальных и региональных архивов данных появилась возможность достаточно точно определить эволюцию и траекторию перемещения циклонов (Баянкина, Данова, 2020; Лопуха, Федосеева, 2022).

Изучение формирования циклонов — один из важнейших процессов определения погодных условий региона. Использование современных технических средств, таких как применение мультиплатформенной спутниковой информации, современных методов статистического анализа и моделирования становится актуальной темой в области гидрометеорологических задач и важнейшим видом научно-практической работы (Акперов и др., 2017).

ОРОГРАФИЧЕСКИЕ ЦИКЛОНЫ

Рассмотрены три вида орографических циклонов, образующихся на территории Европы: скагеррацкие, (у южной оконечности Скандинавских гор в районе Скагеррацкого пролива); генуэзские (у южной оконечности Альп в районе Генуэзского зал.); и карпатские (в Восточном Прикарпатье).

В ходе работы был сформирован и проанализирован архив мультиплатформенных спутниковых снимков для 293 случаев орографического циклогенеза. Приведённая ниже диаграмма (рис. 1) показывает, что большая часть случаев приходится на генуэзские циклоны (120 случаев), 84 случая — на скагерракские и 89 — карпатские.

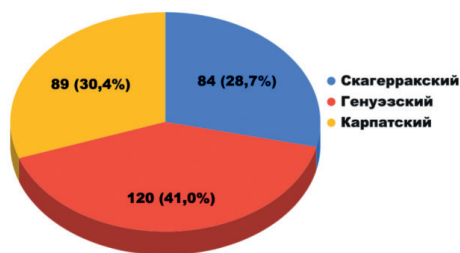


Рис. 1. Случаи орографических циклогенезов

Анализ межгодовой изменчивости (рис. 2а) показал, что 2020 г. был рекордным по количеству формирования орографических циклонов, причём генуэзские циклоны наблюдались наиболее часто, на втором месте по частоте случаев формирования стоят скагерракские циклоны, карпатских вихрей было меньше всего. Также обращает на себя внимание 2019 г., когда было больше всего случаев образования генуэзских циклонов. Во все остальные годы повторяемость генуэзского циклогенеза остаётся самой большой.

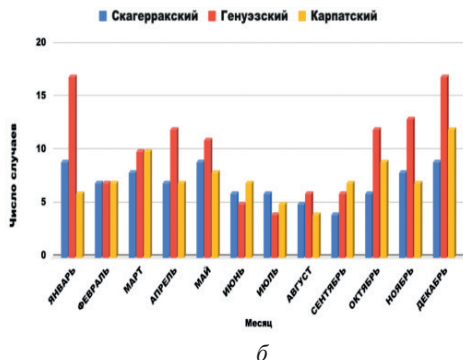
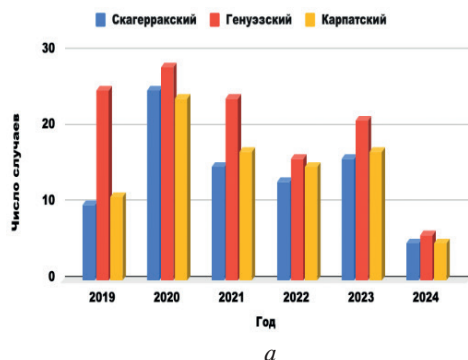


Рис. 2 — Изменчивость повторяемости циклонов за 2019–2024 гг.: а — межгодовая; б — внутригодовая

Анализ внутригодовой изменчивости (рис. 2б) повторяемости циклогенеза показал, что чаще всего генуэзские циклоны формируются в холодное время года — с октября по январь, реже в тёплое — с июня по сентябрь. Скагерракские циклоны также формируются в холодные месяцы, карпатские — в холодное время года с октября по декабрь, реже в июле и августе.

СКАГЕРРАКСКИЙ ЦИКЛОН

Образование скагерракского циклона обычно происходит в результате взаимодействия холодного воздуха из Скандинавии и тёплого с Атлантического океана. Проще говоря, когда холодный воздух встречается с тёплым, происходит горизонтальная неустойчивость, которая вызывает резкое падение давления. Это приводит к вращающемуся движению воздушных масс с формированием циклонического вихря.

Ниже (рис. 3) представлены трёхдневная последовательность спутниковых снимков, демонстрирующая эволюцию развития орографического циклона, и термобарические карты АТ850.

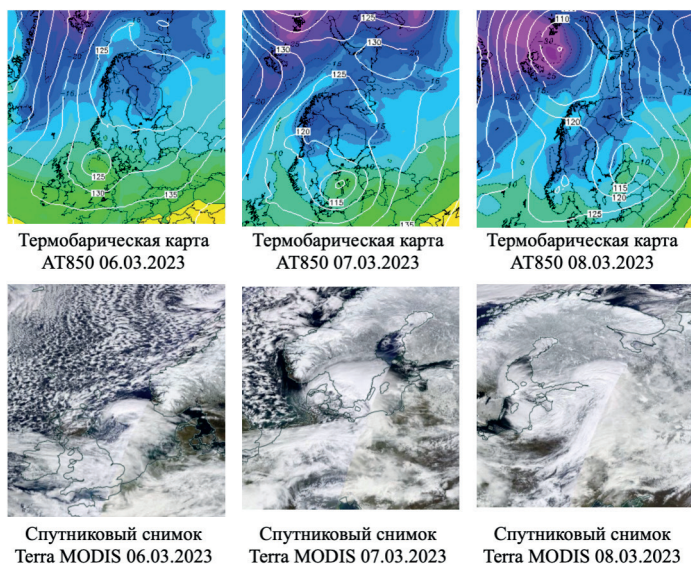


Рис. 3. Последовательность термобарических карт абсолютной топографии AT850 и спутниковых снимков образования скагерраковского циклона (MODIS, *англ.* Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer)

Анализ термобарических карт показал, что в данном случае орографический циклон сформировался как частный в ложбине основного циклона и двигался по периферии основного циклона против часовой стрелки.

ГЕНУЭЗСКИЙ ЦИКЛОН

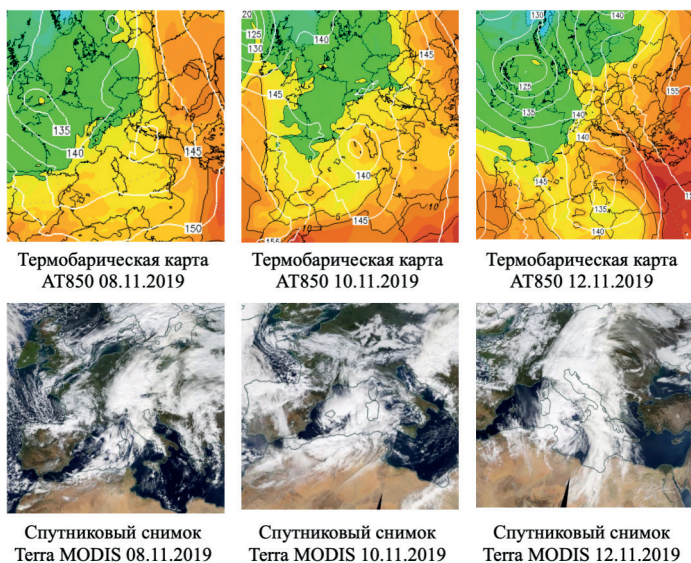


Рис. 4. Последовательность термобарических карт AT850 и спутниковых снимков образования генуэзского циклона

Процесс формирования генуэзского циклона также связан с благоприятным термобарическим полем. Однако зимой зарождение циклонов происходит южнее, в отличие от лета, за счёт температурного контраста между горами и тёплым морем, взаимодействия между струйным течением полярного фронта и субтропическим струйным течением и встречи потока воздуха с севера над Альпами с тёплым воздухом над Средиземным морем.

На рис. 4 представлены трёхдневная последовательность спутниковых снимков, демонстрирующая эволюцию развития орографического циклона и термобарические карты АТ850.

Анализ термобарических карт показал, что в данном случае орографический циклон сформировался как частный в ложбине основного циклона, постепенно выходя на юг Италии.

КАРПАТСКИЙ ЦИКЛОН

Это атмосферное явление, которое характеризуется формированием циклонической циркуляции в атмосфере над Карпатами. Этот циклон обычно возникает в результате воздействия холодной воздушной массы на тёплый воздух, и приводит к образованию обширной области низкого давления.

Ниже (рис. 5) представлены последовательности спутниковых снимков и термобарические карты АТ850.

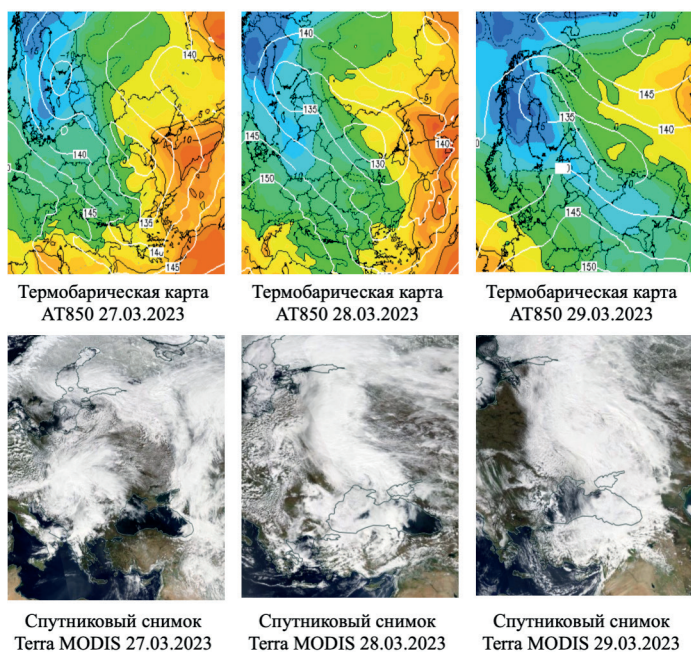


Рис. 5. Последовательность термобарических карт АТ850 и спутниковых снимков образования карпатского циклона

Анализ термобарических карт показал, что в данном случае орографический циклон сформировался как частный в ложбине основного циклона и двигался по периферии основного циклона против часовой стрелки.

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ОРОГРАФИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ

При рассмотрении 293 случаев орографического циклогенеза было выявлено три механизма образования: формирование частного циклона, деформация линии фронта, сегментация циклона.

Для скагерракских циклонов преобладает механизм образования частного циклона наравне с деформацией линий фронта (рис. 6).



Рис. 6. Механизмы образования орографических циклонов

Генуэзские и карпатские циклоны (рис. 6) формируются, в основном, как частные циклоны.

ОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТНОГО ЦИКЛОНА

На рис. 7 представлены последовательности спутниковых снимков и термобарические карты АТ850, демонстрирующие механизм формирования скагерракского циклона, как частного циклона в ложбине основного.

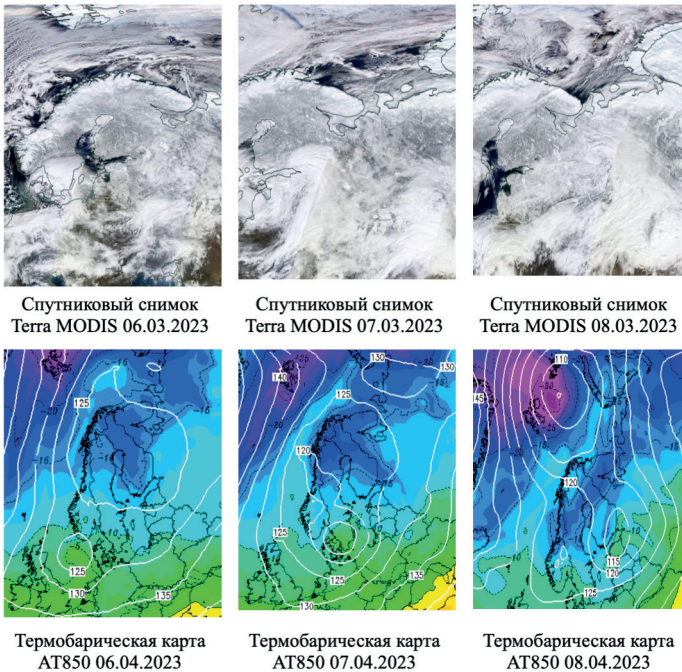


Рис. 7. Последовательность термобарических карт АТ850 и спутниковых снимков, демонстрирующих образование циклона как частного

ДЕФОРМАЦИЯ ЛИНИИ ФРОНТА

На рис. 8 представлены последовательности спутниковых снимков и термобарические карты AT850, демонстрирующие механизм формирования скагерракского циклона, вследствие деформации атмосферного фронта горным препятствием.

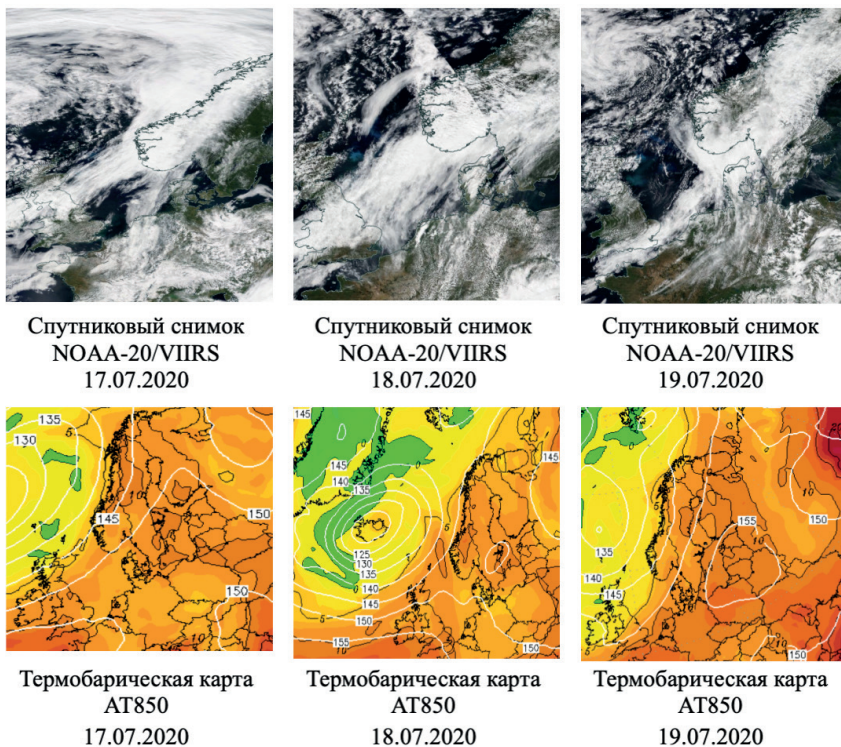


Рис. 8. Последовательность термобарических карт AT850 и спутниковых снимков, демонстрирующих образование циклона за счёт деформации линии фронта (NOAA-20, *англ.* National Oceanic and Atmospheric Administration/VIIRS, *англ.* Visible Infrared Imaging Radiometer Suite)

К орографическому циклогенезу часто приводят деформации линий фронта в горах:

- 1) холодного фронта (холодный фронт перед высоким хребтом задерживается, на подветренной стороне образуются две волны, если воздушные массы неустойчивы);
- 2) тёплого фронта у оконечности горного хребта. Вынужденная деформация линии фронта происходит при задержке части фронта у хребта и продолжающемся смещении смежного участка фронта.

СЕГМЕНТАЦИЯ ЦИКЛОНА

На рис. 9 представлены последовательность спутниковых снимков и термобарические карты AT850, демонстрирующие процесс формирования скагерракского циклона вследствие сегментации циклона горным препятствием.

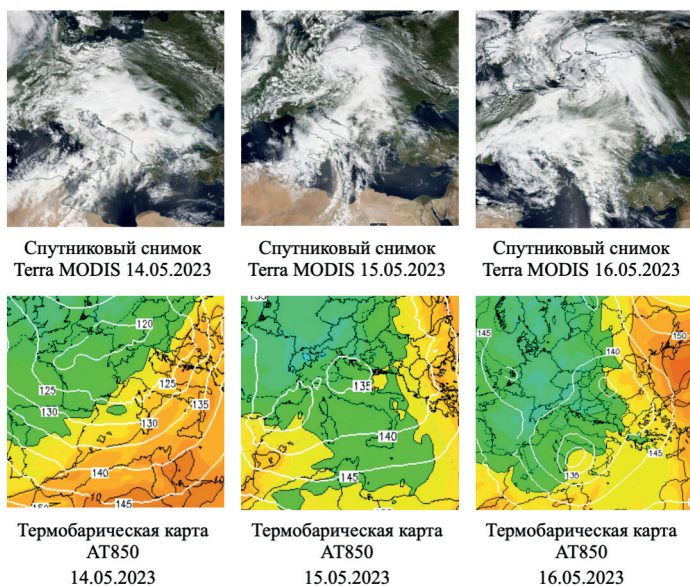


Рис. 9. Последовательность термобарических карт AT850 и спутниковых снимков, демонстрирующих образование циклона за счёт сегментации

ТИПИЧНЫЕ ТРАЕКТОРИИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ СКАГЕРРАКСКИХ ЦИКЛОНОВ

Было проанализировано 84 случая формирования скагерракских циклонов, анализ показал, что существует три типичные траектории перемещения, зависящие от сезона (рис. 10).



Рис. 10. Траектории перемещения скагерракского циклона

Так, в зимний и весенний периоды циклоны выходят в акваторию Норвежского моря и двигаются вдоль Скандинавского п-ова. В летний период они перемещаются по территории Швеции и Финляндии, уходя к Новой Земле. В осенний период циклоны проходят по территории Латвии в северо-восточном направлении и выходят в северо-западные регионы РФ.

ТИПИЧНЫЕ ТРАЕКТОРИИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ГЕНУЭЗСКИХ ЦИКЛОНОВ

Было проанализировано 120 случаев формирования генуэзских циклонов, анализ показал, что существует четыре типичные траектории перемещения, зависящие от сезона (рис. 11).



Рис. 11. Траектории перемещения генуэзского циклона

Так, в зимний период циклоны смещаются в восточную часть Средиземного моря, в направлении Африки. В весенний период циклоны смещаются в восточную часть Средиземного моря, впоследствии двигаясь на север. В летний период циклон движется в северо-восточном направлении, достигая северных территорий РФ, вплоть до Новой Земли. В осенний период циклоны пересекают Апеннинский п-ов, перемещаясь через территории таких стран, как Швейцария, Чехия, Польша.

ТИПИЧНЫЕ ТРАЕКТОРИИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ КАРПАТСКИХ ЦИКЛОНОВ

Было проанализировано 89 случаев формирования карпатских циклонов, анализ показал, что существует три типичные траектории перемещения, зависящие от сезона (рис. 12).



Рис. 12. Траектории перемещения карпатского циклона

В зимний и осенний период циклоны как правило двигаются в южном направлении, достигая Греции, далее проходят над северной частью Чёрного моря, и двигаются на север-северо-запад, в том числе достигая Санкт-Петербурга. В весенний период двигаются в южном направлении до территории Сербии, постепенно смещаясь в восточном направлении, выходя в Чёрное море. В летний период циклоны двигаются в северо-восточном направлении, достигая акватории Чёрного моря, впоследствии приобретает северо-западное направление с выходом на территорию Республики Беларусь.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ внутригодовой изменчивости повторяемости орографических циклонов показал, что чаще всего все виды рассмотренных циклонов формируются в холодное время года.

Анализируя межгодовую изменчивость повторяемости орографического циклогенеза можно сделать вывод, что в 2020 г. наблюдалось самое большое количество случаев (77) образования циклонов. Наименьшее количество отмечалось в 2022 г. — 44 случая.

Анализ полученных снимков и термобарических карт показал, что для всех видов орографических циклонов, рассмотренных в работе, характерно три механизма формирования: деформация линий фронта, образование частного циклона и сегментация циклона.

Построены и рассмотрены траектории перемещения циклонов. Из анализа следует, что существуют типичные траектории, зависящие от сезона.

ЛИТЕРАТУРА

- Акперов М. Г., Мохов И. И., Дембицкая М. А. Арктические мезоциклоны по спутниковым данным, данным реанализа и модельным расчётам // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2017. Т. 14. № 3. С. 297–304. DOI: 10.21046/2070-7401-2017-14-3-297-304.
- Баянкина Т. М., Данова Т. Е. Циклогенез Средиземноморско-Черноморского региона по спутниковым данным // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2020. Т. 17. № 3. С. 231–239. DOI: 10.21046/2070-7401-2020-17-3-231-239.
- Гущина Д. Ю. Синоптическая метеорология. Часть 1 // Электронный ресурс: <https://teach-in.ru/file/synopsis/pdf/synoptic-meteorology-M.pdf?ysclid=lx9jx0flw3510654765>
- Зверев А. С. Синоптическая метеорология. Л.: Гидрометеиздат, 1977. 71 с.
- Лопуха В. О., Федосеева Н. В. Спутниковый сравнительный анализ активности полярных мезоциклонов в Баренцевом и Карском морях за 2017–2021 годы // Тр. Военно-косм. акад. имени А. Ф. Можайского. 2022. № 682. С. 136–142.
- Федосеева Н. В., Ефимова Ю. В., Куроплина В. И. Применение спутниковой съемки в каналах водяного пара при анализе условий формирования невидимых орографических волн // Климатические риски и косм. погода: Материалы Международ. конф., посвящённой памяти Нины Константиновны Кононовой. Иркутск, 2021. С. 370–375.

ANALYSIS OF ORTHOGRAPHIC CYCLOGENESIS BASED ON DATA FROM DAILY SATELLITE IMAGERY

N. E. Shcheglova

Russian State Hydrometeorological University, Saint Petersburg, Russia

Based on the data from the daily satellite survey MODIS/Aqua, Terra, VIIRS/NPP Suomi, VIIRS/NOAA-20, an archive of images of orographic cyclones in Europe for the period from 2019 to 2024 was formed. An analysis of synoptic conditions of cyclogenesis was performed. Trajectories of movement of mountain vortices are constructed. The mechanisms of their formation are considered. The intraannual and interannual variability of repeatability are analyzed.

Keywords: orographic cyclones, cyclogenesis in mountainous areas, satellite imagery

Shcheglova Natalya Evgenyevna — student, n.shcheglova1@yandex.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ФИЛЬТРА ГАБОРА В ЗАДАЧАХ АНАЛИЗА СПУТНИКОВЫХ СНИМКОВ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

В. А. Щербакова

Российский государственный гидрометеорологический университет
Санкт-Петербург, Россия

Разработан новый метод автоматизации нахождения параметров фильтра Габора с использованием нейронных сетей при обработке спутниковых изображений гравитационных волн.

Ключевые слова: гравитационные волны, фильтр Габора, нейронные сети, спутниковая съёмка

ВВЕДЕНИЕ

Гравитационные волны — это мезомасштабное явление в атмосфере. Такие волны зачастую могут быть опасны для авиации. Они могут вызывать турбулентность различной мощности — от слабой до сильной. Гравитационные волны определяются на спутниковых снимках по специфическим изменениям в поле облачности. При этом часто возникает проблема обнаружения этих волн визуальным методом из-за сложностей с распознаванием, вследствие чего их сложно прогнозировать. Кроме того, при недостаточной для формирования облачности влажности атмосферы формируются так называемые «невидимые» волны, что приводит к возникновению турбулентности ясного неба (Федосеева и др., 2021).

Данная работа посвящена разработке метода автоматизации фильтрации изображений с помощью фильтра Габора (Fedoseeva, Simakina, 2022), а также использования нейронной сети (Шолле, 2018) для определения оптимального набора его параметров. От выбора параметров фильтра Габора зависит качество дешифрирования обработанного изображения. При этом возникает ряд проблем, которые можно решить с помощью разработанного метода.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФИЛЬТРА ГАБОРА

Для исследования влияния всех параметров фильтра Габора на обработку изображения было разработано веб-приложение (рис. 1) на базе фреймворка FastAPI. Для работы с математическими инструментами обработки изображений использовалась библиотека OpenCV. В приложение загружается исходное изображение, для которого требуется применить фильтр Габора. Данное приложение позволяет настраивать параметры фильтра и наблюдать изменения результата фильтрации в реальном времени.

Первоначальной задачей данного приложения было выявить диапазон оптимальных параметров, при которых удаётся успешно определить гравитационные волны. Ниже на рис. 2 представлен пример подбора параметров и выявления диапазона.

Анализируя результаты, полученные с помощью веб-приложения, определены оптимальные диапазоны параметров. Данные значения будут необходимы для подготовки обучающей выборки для сверточной нейронной сети.

Щербакова Валерия Александровна — студентка, scherbakowa.ler@yandex.ru

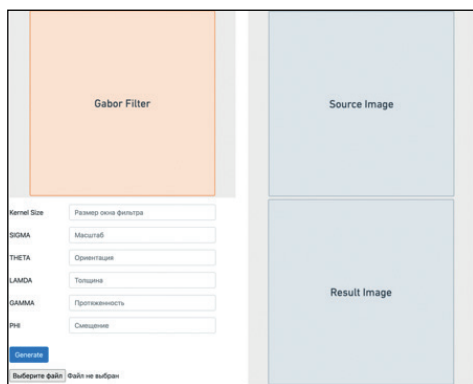


Рис. 1. Исходное состояние приложения при запуске

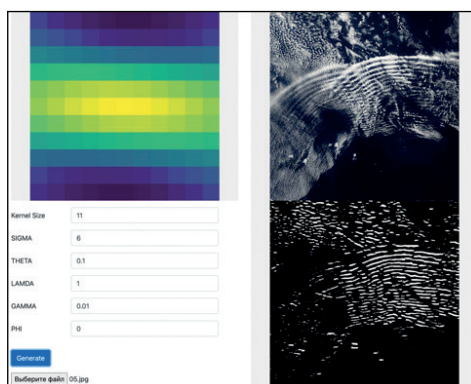


Рис. 2. Результат работы приложения с заданными параметрами

Полученные диапазоны параметров:

- KSIZE = [11],
- SIGMA = [3, 4, ..., 7],
- THETA = [0, 0,1, ..., 2,9],
- LAMDA = [1],
- GAMMA = [0.01],
- PHI = [0, 1, ..., 3].

Также анализ результатов позволил определить следующие проблемы:

- 1) ручной перебор нахождения оптимальных параметров — достаточно долгая и трудоёмкая работа;
- 2) проблема вариативности параметров самой волны (например, толщина и ориентация).

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА АВТОМАТИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ФИЛЬТРА ГАБОРА ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Для решения первой проблемы был выбран подход с использованием свёрточных нейронных сетей. Если говорить о проблеме глобально, то для автоматизации процесса выбора параметров фильтра можно просто перебрать возможные комбинации параметров и получить набор результатов в виде выходного изображения.

Однако в данном случае требуется инструмент или метод, который позволит определить, какой результат устроит нас больше. Так как на выходе мы имеем изображения, то оценить результат можно визуально — просто посмотрев на него. Но для ЭВМ требуется набор правил, выраженных в числах. Поэтому для решения проблемы были выбраны свёрточные нейронные сети (Николенко и др., 2018). Для обучения сети нам требуется лишь указать («ткнуть пальцем»), какой результат считается положительным, а какой — отрицательным.

Второй проблемой стала вариативность параметров гравитационной волны. Ранее было показано, как ориентация фильтра влияет на определение волн под разным углом наклона. Схожий эффект будет наблюдаться и при вариативности других параметров, таких как размер фильтра, его толщина и т. д. Для решения этой проблемы был разработан метод фрагментации исходного изображения на этапе препроцессинга, а затем склеивания фрагментов обратно в полноценное изображение на этапе постпроцессинга.

В качестве языка для реализации метода был выбран Python, так как это позволяет ускорить процесс разработки, а также имеется большой набор библиотек для решения задач обработки изображений и машинного обучения. В качестве архитектуры для решения был выбран подход с созданием небольших независимых сервисов, решающих определённую задачу.

На рис. 3 представлена схема работы разработанного приложения. Source image — это исходное изображение, которое требуется обработать и определить параметры фильтра Габора, давшего наилучшие результаты. Output image — выходное изображение, представляющее собой результат работы приложения. Core — ядро приложения. В нём описан порядок вызова микросервисов, а также взаимодействие между ними.

Приложение содержит четыре основных микросервиса:

- Cutter,
- Gabor,
- CNN,
- Glue.

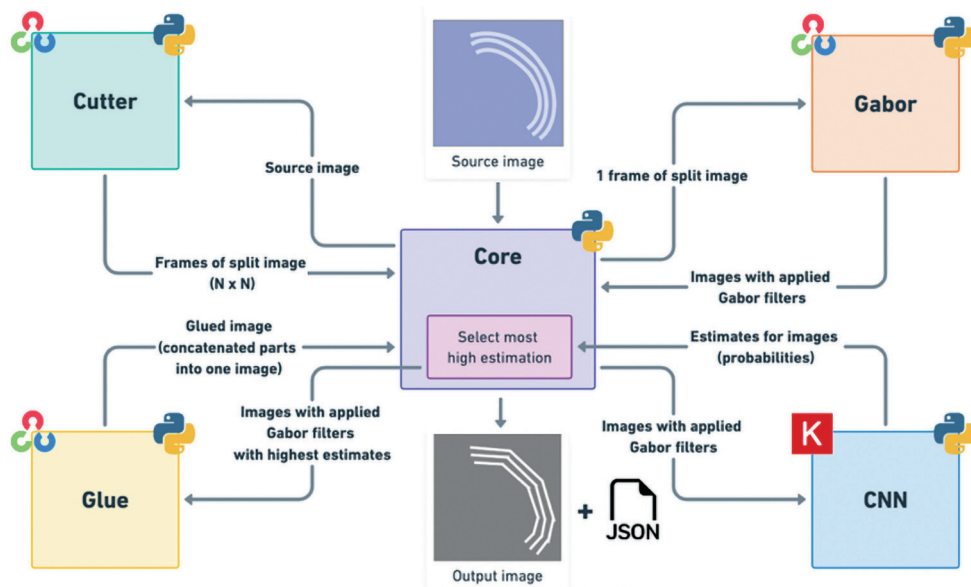


Рис. 3. Схема работы приложения

Первый этап работы приложения — обращение к сервису Cutter. По сути, это тот самый этап препроцессинга с фрагментацией исходного изображения. Данный сервис получает на вход исходное изображение и на основе заданных параметров размера блока (в текущей реализации использовался размер 150×150) фрагментирует («нарезает») изображение. В результате работы сервиса ядро получает набор изображений, которые являются частями исходного изображения. В дальнейшем ядро приложения будет работать с каждым фрагментом изображения отдельно. Данный сервис позволяет решить проблему с высокой вариативностью параметров волн на изображении. Чем меньше размер фрагмента, тем ниже значение вариативности параметров. Однако значения размера, близкие к нулю, могут привести к некорректным результатам, так как будет сложно обнаружить волны.

На втором этапе работы приложения ядро отправляет фрагмент изображения на обработку в сервис Gabor. Сервис Gabor представляет собой набор подготовленных фильтров Габора на основе определённых ранее диапазонов значений для параметров. В данной реализации число комбинаций параметров достигает 600. Фильтры генерируются с помощью библиотеки OpenCV (методы `getGaborKernel` и `filter2D`). Каждый из фильтров применяется к фрагменту изображения и в результате получается 600 обработанных изображений. Количество фильтров (и результатов) зависит от выбранных диапазонов для параметров фильтра Габора.

На следующем этапе ядро отправляет все обработанные сервисом Gabor изображения в сервис CNN. Сервис CNN основан на библиотеке Keras для машинного обучения. Внутри себя сервис содержит предобученную модель свёрточной нейронной сети. С помощью нейронной сети для каждого изображения назначается вероятность (значение от 0 до 1) его выбора в качестве результата. Чем выше значение вероятности (ближе к 1) тем с большей вероятностью изображение содержит обработанные фильтром Габора гравитационные волны. Изображения с оценками вероятности отправляются назад в ядро, где выбирается единственный результат с наибольшей вероятностью. Однако для исключения негативных результатов также имеется порог минимальной оценки — 0,8. Если изображение с наивысшей оценкой имеет значение ниже 0,8, то это будет означать, что волны не обнаружены на данном фрагменте. Оба этапа с участием сервисов Gabor и CNN проходят каждый фрагмент изображения, полученный в качестве результата из сервиса Cutter.

Заключительным этапом работы становится обращения ядра к сервису Glue. Данный сервис «склеивает» фрагменты полученных изображений в единое целое (аналогичное исходному). На выходе получается изображение, где каждый фрагмент обработан наиболее подходящим фильтром Габора. Также данный сервис коллекционирует выбранные параметры фильтра Габора и записывает их в выходной JSON-файл. Это может быть необходимо для дальнейшего исследования гравитационных волн (например, определения параметров самих волн на основе параметров фильтра).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ДИСКУССИЯ

Тестирование решения проводилось на нескольких снимках с разными паттернами гравитационных волн.

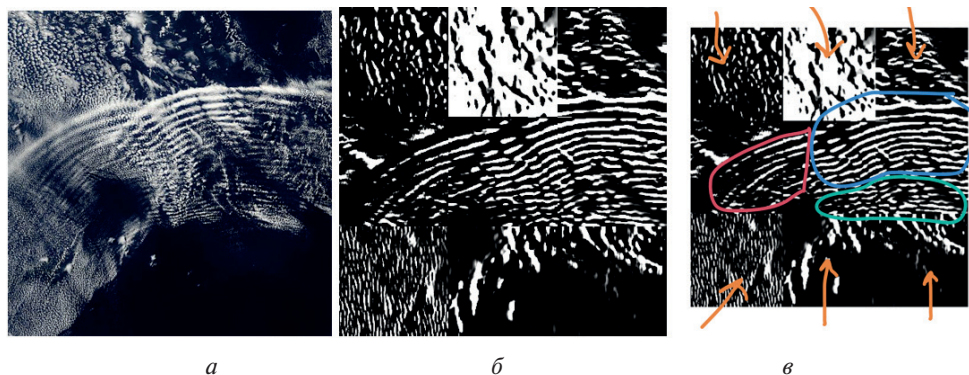


Рис. 4. Пример первой обработки спутникового изображения: *а* — спутниковый снимок с гравитационными волнами; *б* — результат работы метода; *в* — анализ результата

Исходный снимок (рис. 4а) имеет размер 540×540 пикселей. Визуально можно определить несколько групп волн (рис. 5). Как видно из рисунка есть четыре группы волн, которые отличаются параметрами:

- ориентация,
- толщина,
- длина,
- количество волн в группе.

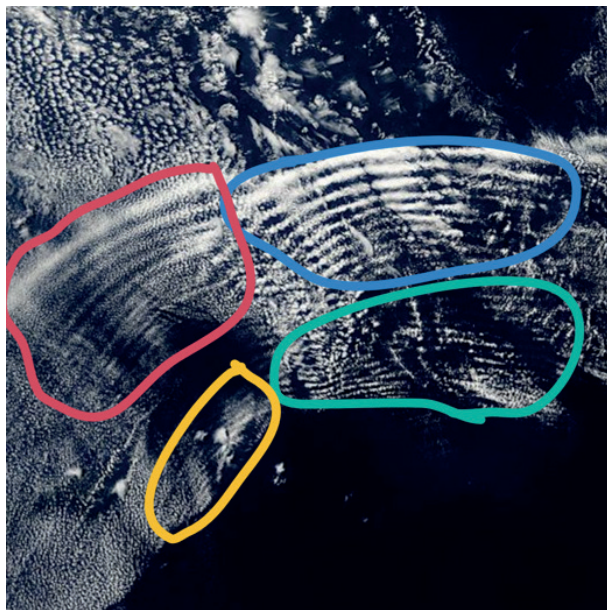


Рис. 5. Ручное (визуальное) обнаружение групп волн отличных по параметрам

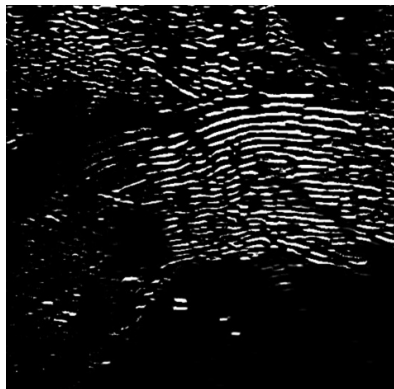
```

Cutting image (0.03) s.
Processing image part: 0_0.jpg
  Generating Gabors (0.97) s.
  Predicting by ML (5.66) s.
Processing image part: 0_150.jpg
  Generating Gabors (1.17) s.
  Predicting by ML (6.85) s.
Processing image part: 0_300.jpg
  Generating Gabors (1.07) s.
  Predicting by ML (7.41) s.
Processing image part: 150_0.jpg
  Generating Gabors (1.06) s.
  Predicting by ML (4.98) s.
Processing image part: 150_150.jpg
  Generating Gabors (1.02) s.
  Predicting by ML (4.57) s.
Processing image part: 150_300.jpg
  Generating Gabors (1.24) s.
  Predicting by ML (6.64) s.
Processing image part: 300_0.jpg
  Generating Gabors (1.20) s.
  Predicting by ML (4.58) s.
Processing image part: 300_150.jpg
  Generating Gabors (1.17) s.
  Predicting by ML (4.49) s.
Processing image part: 300_300.jpg
  Generating Gabors (1.13) s.
  Predicting by ML (4.13) s.
Gluing images (0.02) s.
Total time: 59.71 s.
    
```

Рис. 6. Лог запуска программы

Для обработки данного спутникового снимка потребовалось 52 с (см. рис. 4б). Большую часть времени занимала оценка вероятности нахождения волн с помощью нейронной сети. Это видно из лога программы (рис. 6).

В результате реализации метода удалось успешно идентифицировать три группы волн из четырёх (см. рис. 4в). Красная и зелёная группа характеризуется неполным выделением волн. Синяя группа была выделена наиболее успешно. Также на изображении отмечены фрагменты с шумами, которые были определены нейронной сетью как фрагменты с волнами (оранжевые указатели).



На рис. 7 представлен результат обработки полного изображения с вручную подобранными параметрами.

Рис. 7. Результат применения фильтра Габора для полного снимка с подобранными параметрами вручную

При сравнении его с полученным программным результатом можно видеть, что волны в синей группе были лучше выделены программой. В красной области были частично выделены волны с другой ориентацией. Для зелёной области программа выделила не все волны, но включила меньше шума в результат. Жёлтая область отсутствует в результатах для обоих подходов.

Для второго эксперимента было выбран снимок с интересным и сложным паттерном волн (рис. 8а). Толщина волн намного выше, чем в первом примере. Также имеется вариативность ориентации. Размер исходного снимка 523×467 пикселей. Обработка для данного снимка заняла 55 с. Результат обработки представлен на рис. 8б.

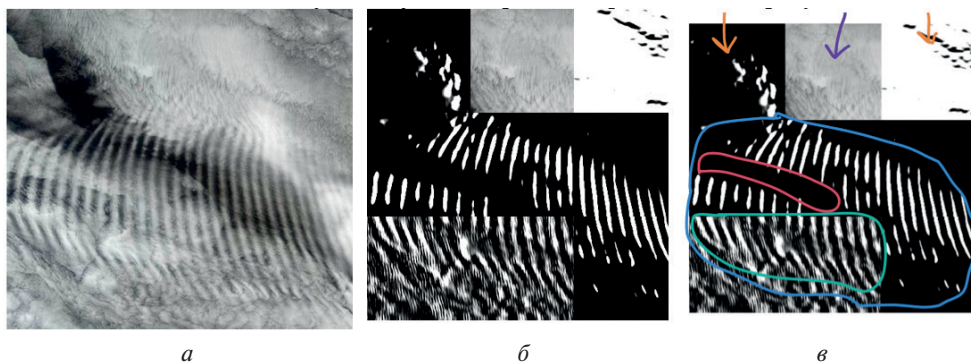


Рис. 8. Второй пример обработки спутникового изображения: *а* — спутниковый снимок с гравитационными волнами; *б* — результат работы метода; *в* — анализ результата работы метода

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что метод работает успешно. Решает ли он определённые проблемы, представленные выше — да, решает. Работает ли метод идеально — очевидно, что нет. Результаты содержат проблемы с ложными выделениями фрагментов без волн (выделение шумов) и неполным выделением областей с волнами. Основной причиной этих проблем является модуль с нейронной сетью. А точнее, процесс обучения нейронной сети. Количество аннотированных данных крайне мало для обучения нейронной сети — 192 образца. В реальных системах нейронные сети обучаются на десятках, сотнях, а порой даже миллионах обучающих образцов данных. Для подготовки выборки используются команды из десятков аннотаторов. С другой стороны, для обучения нейронной сети на таком объёме данных требуются высокопроизводительные вычислительные устройства, включающие графические процессоры.

Также для решения проблемы с шумами и ложными процессами стоит рассмотреть использование дополнительной нейронной сети, которая бы определяла, нужно обрабатывать фрагмент изображения или нет. Это может стать продолжением развития данного решения в будущих работах.

ЛИТЕРАТУРА

Николенко С. И., Кадурин А. А., Архангельская Е. О. Глубокое обучение. Погружение в мир нейронных сетей. СПб: Изд-во «Питер». 2018. 477 с.

Федосеева Н. В., Ефимова Ю. В., Куроплина В. И. Применение спутниковой съемки в каналах водяного пара при анализе условий формирования невидимых орографических волн // Климатические риски и косм. погода: Материалы Международ. конф., посвящённой памяти Нины Константиновны Кононовой. Иркутск, 2021. С. 370–375.

Шолле Ф. Глубокое обучение на Python. СПб.: Изд-во «Питер». 2018. 397 с.

Brotak E. D. Gravity waves // Flight Safety Foundation: AeroSafety World. 2010. P. 32–35.

Fedoseeva N. V., Simakina T. E. The Gabor filter application in satellite analysis of “invisible” orographic waves // Physics of the Atmosphere, Climatology and Environmental Monitoring: Modern Problems of Atmospheric Physics, Climatology and Environmental Monitoring. Ser. “Springer Proc. Earth and Environmental Sciences”. 2022. P. 149–156.

THE APPLICATION OF NEURAL NETWORKS IN DETERMINING THE PARAMETERS OF THE GABOR FILTER IN PROBLEMS OF SATELLITE IMAGES ANALYZING OF GRAVITATIONAL WAVES

V. A. Shcherbakova

Russian State Hydrometeorological University, Saint Petersburg, Russia

A new method has been developed to automate the determination of Gabor filter parameters using neural networks when processing satellite images of gravitational waves.

Keywords: gravitational waves, Gabor filter, neural network

Shcherbakova Valeria Aleksandrovna — student, scherbakowa.ler@yandex.ru

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
<i>Аморим Д. О., Гудкова Т. В.</i> Новые модели внутреннего строения Венеры	5
<i>Аникин А. А., Митрофанов И. Г., Головин Д. В., Мокроусов М. И., Козырев А. С., Лисов Д. И., Швецов В. Н.</i> Физические калибровки прибора БТН-М2	14
<i>Бойко А. С.</i> Магнитное поле химически пекулярной звезды тета Возничего.	22
<i>Головки А. Г., Коваль А. В., Ермакова Т. С.</i> Моделирование влияния естественных тропических осцилляций на крупномасштабную динамику полярной атмосферы.	27
<i>Горяной Е. Д., Царева О. О., Попов В. Ю.</i> Влияние инверсии геомагнитного поля на перенос ионов кислорода из ионосферы Земли на Луну.	33
<i>Дертеев С. Б., Сапралиев М. Е., Михальев Б. Б.</i> Квазипериодические колебания в высокотемпературной плазме	40
<i>Дьячкова М. В., Никифоров С. Ю., Лисов Д. И., Литвак М. Л., Митрофанов И. Г.</i> Исследование концентрации воды и хлора по оценкам измерений прибора ДАН в области Гринхью кратера Гейл	44
<i>Каламанов В. Г.</i> Использование программы PIVLab для анализа поведения космической плазмы при корональных выбросах массы на поверхности Солнца.	49
<i>Кулик Е. А., Гудкова Т. В.</i> Оценка чандлеровского периода Марса при различных значениях параметра реологии Андраде.	53
<i>Лагойда И. А., Кузьменкова П. С.</i> Калибровка нейтронных мониторов арктической зоны Российской Федерации.	58
<i>Малышкин Т. Е., Гордеев Н. А.</i> Метод дистанционной разведки разрывных нарушений земной поверхности по данным зондирования активными и пассивными съёмочными системами	63
<i>Мамеко О. В., Трещёв К. Г., Озолин В. В., Измайлов Г. Н.</i> Регистрация терагерцовых электромагнитных волн, генерируемых биообъектом, для определения его состояния	67
<i>Матвеев А. М., Барталев С. А.</i> Анализ влияния природных пожаров на показатели первичной продукции углерода наземных экосистем на основе стандартных продуктов по данным MODIS.	73

<i>Матюхин А. А., Соловьев К. Ю.</i> Выбор чувствительного элемента солнечного датчика для применения в составе научных приборов, требующих индивидуального измерения направления на Солнце	83
<i>Мкртчян А. А., Позаненко А. С., Минаев П. Ю.</i> Моделирование регистрации поляризации гамма-излучения при падении фотонов под углом к детектору СГС «Чибис-АИ»	98
<i>Никифоров С. Ю., Митрофанов И. Г., Мокроусов М. И., Литвак М. Л., Третьяков В. И., Лисов Д. И., Санин А. Б.</i> Активный детектор нейтронов и гамма-лучей АДРОН-ЛР для аппарата «Луна-Ресурс-1 ПА»	105
<i>Орлов А. К., Хайбрахманов С. А.</i> Моделирование эволюции турбулентного аккреционного диска с остаточным магнитным полем	110
<i>Пупков М. В., Эйсмонт Н. А., Старина О. Л., Федяев К. С.</i> Изучение неустойчивого многообразия орбиты космической обсерватории «Спектр-Рентген-Гамма» с целью решения практических задач	116
<i>Рыспаева Е. Б.</i> Исследование быстрых рентгеновских вспышек на звёздах типа γ Cas HD 110432 и HD 119682	123
<i>Савиных И. Э.</i> Радиотомографический анализ ионосферы детерминистскими методами	135
<i>Сайгин И. А., Стыценко Ф. В.</i> Построение карты типов наземных экосистем России на основе данных радиометра VIRS	141
<i>Санникова Т. Н.</i> Оценка точности эфемериды объекта космического мусора, вычисленной с помощью библиотеки Orekit	146
<i>Сапразиев М. Е., Михальев О. Н., Михальев Б. Б., Харлдаев Л. Н.</i> Интерактивный сервис геоэффективных явлений	155
<i>Худышев Ю. С.</i> О влиянии солнечного ветра на деформацию радиоимпульсов гигагерцевого диапазона на межпланетной трассе	160
<i>Шапкин А. С., Крамич А. С., Золотой С. А., Котов Д. С.</i> Предсказание аномального изменения величины полного вектора индукции магнитного поля Земли по данным полного электронного содержания ионосферы	170
<i>Шибяев А. И.</i> Прогноз циклов ряда чисел Вольфа методом главных компонент (РСА)	174
<i>Щеглова Н. Е.</i> Анализ орографического циклогенеза на основании данных ежедневной спутниковой съёмки	182
<i>Щербак В. А.</i> Использование нейронных сетей при определении параметров фильтра Габора в задачах анализа спутниковых снимков гравитационных волн	192

21-я Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования».
ИКИ РАН, Москва, 10–12 апр. 2024: сб. тр. / под ред. А. М. Садовского. Сер. Механика, управление,
информатика. М.: ИКИ РАН, 2023. 200 с.

21th Young Scientists Conference “Fundamental and Applied Space Researches”.
IKI, Moscow, 10–12 Apr. 2024: proc. / ed. A. M. Sadovski. M.: IKI RAS, 2023. 200 p.

Серия «Механика, управление, информатика»

Компьютерная верстка: *Комарова Н. Ю.*

Подписано в печать 13.09.2024
Формат 70×100/16. Усл. печ.-л. 16,25. Тираж 150. Заказ 4210