

Том 101, Номер 1

ISSN 0004-6299
Январь 2024



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 101, номер 1, 2024

Изображение черной дыры, освещенной параболическим экраном <i>Е. В. Михеева, С. В. Репин, В. Н. Лукаш</i>	2
Изменения орбитальных периодов затменно-двойных систем RW Cep, BG Peg и CU Peg <i>А. И. Халиуллина</i>	12
Моделирование магнитосферы экзопланеты НАТ-Р-11b <i>Е. С. Беленькая, И. И. Алексеев, В. В. Калегаяев</i>	25
МГД-моделирование эволюции молекулярных волокон <i>И. М. Султанов, С. А. Хайбрахманов</i>	34
Яркость фона неба Кавказской горной обсерватории МГУ в ближнем инфракрасном диапазоне <i>А. М. Татарников, С. Г. Желтоухов, Г. Э. Никишев, А. Н. Тарасенков, А. В. Шаронова</i>	42
Правило Гневьшева-Оля: современный статус <i>Ю. А. Наговицын, А. А. Осипова, В. Г. Иванов</i>	56

ИЗОБРАЖЕНИЕ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ, ОСВЕЩЕННОЙ ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ЭКРАНОМ

© 2024 г. Е. В. Михеева^{1,*}, С. В. Репин^{1,**}, В. Н. Лукаш^{1,***}

¹ Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*E-mail: helen@asc.rssi.ru

** E-mail: sergerepin1@gmail.com

***E-mail: lukash@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 19.07.2023 г.

После доработки 01.12.2023 г.

Принята в печать 27.12.2023 г.

Предложена модель поверхности, освещающей черную дыру (“параболический экран”), которая позволяет естественным способом избежать появления краевых эффектов, связанных с фотонами, движущимися вдоль плоскости освещающего черную дыру экрана. Распределение температуры вдоль радиуса соответствует распределению для релятивистского диска (диска Новикова-Торна). Показано, что структура формирующейся тени черной дыры существенно отличается от случая, когда источником фотонов является удаленный экран, поскольку в рассмотренной модели фотоны, подвергшиеся сильному гравитационному линзированию черной дыры, излучаются “обратной” стороной экрана, которая в отсутствие черной дыры не была бы видна. В приближении тонкого экрана построены изображения тени Шварцшильдовской черной дыры в случаях, когда угол между осью симметрии освещающего экрана и направлением на наблюдателя составляет 5°, 30°, 60° и 80°. Для Керровской черной дыры изображения приведены для углов 60° и 80°.

Ключевые слова: черные дыры

DOI: 10.31857/S0004629924010012 EDN: LGETWU

1. ВВЕДЕНИЕ

Моделирование теней черных дыр (ЧД) — важная проблема современной астрофизики. Первоначально оно носило, главным образом, иллюстративный характер, позволяя делать предсказания Общей теории относительности более наглядными, но по мере развития наблюдательной базы исследовательский интерес сместился в сторону построения теней ЧД с учетом инструментальных ограничений — шумов, разрешения, частот наблюдения и пр. Параллельно шло развитие представлений о физических условиях в аккреционных дисках и джетах, подсвечивающих ЧД.

Многочисленные факторы делают задачу построения и восстановления изображения тени ЧД довольно сложной, в результате чего к настоящему моменту имеются восстановленные (на основе наблюдательных данных) изображения только двух ЧД — M87* [1] и SgrA* [2]. Этот короткий список планируется дополнить за счет активных сверхмассивных ЧД с большими угловыми размерами, наблюдения которых будут проводиться на более высоких частотах (≈ 350 ГГц) и при больших проекциях баз, причем последнее условие будет достигнуто выводом телескопа за пределы Земли.

Зависимость изображения (и возможность его восстановления) тени ЧД от многих параметров подогревает интерес к моделированию теней, в котором количество таких параметров минимизировано, с целью выявить влияние на изображение ограниченного числа величин. Главными факторами, влияющими на вид тени ЧД, являются сильное гравитационное линзирование фотонов в поле ЧД и вид источника фотонов, подсвечивающих ЧД.

Ранее нами уже была рассмотрена задача о моделировании тени ЧД, в которой она освещается удаленным экраном, излучающим в полусферу [3]. Как было показано, в этом случае:

- ЧД проявляет себя как *гравитационная линза* для прямых лучей, исходящих от экрана к наблюдателю, что приводит к формированию яркого кольца-галла снаружи темной тени ЧД.

- Внутри тени формируются более слабые *фотонные кольца* [4], образованные фотонами, обошедшими ЧД несколько раз. Яркость колец зависит от величины спина ЧД и наклона оси вращения ЧД к лучу зрения.

В данной работе, логически продолжающей [3], в качестве источника фотонов рассмотрен экран,

являющийся моделью аккреционного диска, но отличающийся некоторыми упрощающими задачу построения тени положениями. Плоскость симметрии экрана лежит в экваториальной плоскости ЧД. Он является безмассовым, не обладает собственным вращением; огибающая вертикального сечения экрана может быть описана параболой, сам экран является оптически толстым, а излучаемые фотоны характеризуются температурой, которая зависит от радиальной координаты r , что приводит к новым свойствам изображений ЧД. Как и в [3], для построения фотонных траекторий была численно решена система из шести обыкновенных дифференциальных уравнений (см. также [5] и ссылки там же). Отметим, что использованный метод вычисления сингулярных интегралов для численного интегрирования уравнений геодезических был предложен ранее в работах [6, 7].

По постановке задачи данная работа сходна с пионерской работой [8], где также была рассмотрена задача о виде тени Шварцшильдовской черной дыры, освещенной тонким диском. За прошедшие годы в области построения теней черных дыр — не только с метрикой Шварцшильда, но и в более общих случаях — были получены новые результаты (см. обзор [9] и ссылки там же). Современные вычислительные возможности позволяют проследивать сложные траектории фотонов [10] и, таким образом, моделировать детальные изображения теней и строить карты относительных интенсивностей разных участков изображений для последующего использования карт в определении масс и спинов черных дыр.

2. ПАРАБОЛИЧЕСКИЙ ЭКРАН

В предположении безмассового экрана метрика пространства-времени вокруг ЧД имеет вид:

$$ds^2 = K dt^2 - \frac{dr^2}{K} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2),$$

$$K \equiv 1 - \frac{r_s}{r}, \quad (1)$$

где r — радиус кривизны 2-сферы с координатами $\theta \in (0, \pi)$, φ , r_s — радиус Шварцшильда, $\theta = \pi/2$ — плоскость симметрии экрана.

Рассмотрим в качестве источника фотонов поверхность осесимметричного тороподобного облака, которое в вертикальном разрезе имеет форму параболы (рис. 1). Такая форма излучательной поверхности позволяет естественным образом отсечь фотоны, рождающиеся на больших значениях радиуса. Между координатами x и y , характеризующими положение точки на параболе, существует связь:

$$x = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{y^2}{b} \right), \quad (2)$$

где b — параметр параболы, связанный с величиной ее “раскрытия”. Координаты x и y представлены в единицах $2r_0$ и записаны в виде $x = R \sin \theta$ и $y = R \cos \theta$, где $R = r/2r_0$ — безразмерный радиус, r_0 — радиальная координата внутреннего края экрана. Ось y на рис. 1 совпадает с осью симметрии диска. Внутренний край экрана имеет координату $x = 1/2$. Наличие щели между световой поверхностью (*light surface*) ЧД и экраном,

$$r_0 \geq 2r_{is}, \quad (3)$$

где $r_{is} = 3r_s/2$ — минимальный радиус круговой орбиты для фотонов, позволяет фотонам обращаться вокруг ЧД. Фотоны, прошедшие внутрь световой поверхности, падают на ЧД и не могут развернуться к наблюдателю (темный круг на рис. 1). Область между ЧД и экраном полностью прозрачна¹.

Поскольку координаты экрана состоят только из переменных метрики 2-сферы ЧД (см. ур-е (1)), форма экрана (огибающая зоны, закрашенной светло-серым на рис. 1) может быть параметризована следующим образом:

$$R \cos \beta = B - b, \quad R \sin \beta = \pm \sqrt{2b \left(B - \frac{1}{2} - b \right)}, \quad (4)$$

где $\beta = \frac{\pi}{2} - \theta \in \left(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right)$, $B = \sqrt{R^2 + b + b^2}$. В искривленном пространстве-времени ЧД эти уравнения связывают угловую координату любой точки профиля экрана над центральной проскостью диска с радиусом кривизны в данной точке, r , с параметром толщины диска b , т.е. $\beta = \beta(R, b)$. При этом координаты декартовой системы отсчета (x, y) , связанной с ЧД, могут использоваться как координаты радиуса-вектора $\vec{R} = (x, y)$ с $x = R \cos \beta$ и $y = R \sin \beta$, для которых выполняются соотношения $R = \sqrt{x^2 + y^2}$, $B = x + b$ и др.

3. ВЛИЯНИЕ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ЭКРАНА НА СТРУКТУРУ ТЕНИ ЧД

Построенная модель позволяет увидеть, какие части экрана ответственны за яркость разных участков изображения ЧД в зависимости от величины параметра толщины b и распределения температуры экрана $T(R)$.

¹ Данное предположение носит модельный характер и может не выполняться в зависимости от физических условий вблизи черной дыры (структуры аккреционных потоков), см. дискуссию в [9].

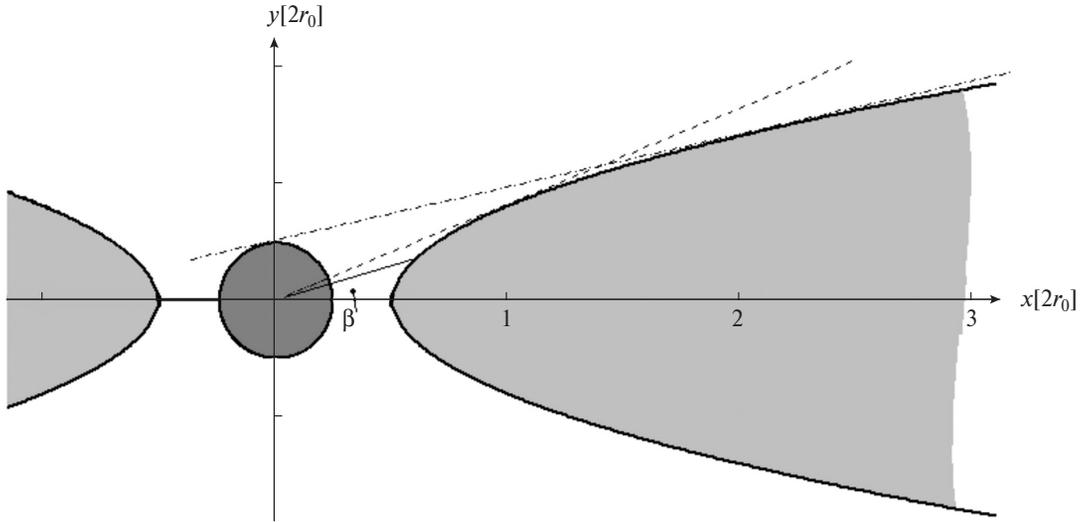


Рис. 1. Схема излучающего экрана в окрестности ЧД. ЧД расположена в начале координат, темно-серая зона соответствует области пространства, ограниченной орбитами фотонов на минимальной устойчивой орбите для случая Шварцшильдовской черной дыры. Светло-серая область соответствует внутренней области экрана. На этом рисунке $r_{ls} = r_0/2$, $R_{ls} = 1/4$, $b = 1/2$.

Максимальный угол экрана над плоскостью $y=0$ (рис. 1) растет с ростом параметра толщины, $|\beta| \leq \beta_0 \equiv \arctg\sqrt{b}$. Его величина является решением уравнения

$$\frac{\partial \beta}{\partial R} = 0, \quad (5)$$

имеющим вид

$$\begin{aligned} x &= 1, \\ |y| &= \sqrt{b} = \beta_0, \\ R &= \sqrt{1+b} = \frac{1}{\cos \beta_0}. \end{aligned} \quad (6)$$

В дальнейшем часть экрана с $|x| \leq 1$ будем называть краем экрана, а остальную его часть с $|x| > 1$ — собственно экраном. Сам экран по радиальному компоненту мы будем считать протяженным.

Следует различать собственно изображение ЧД, образованное фотонами, подвергшимися сильному гравитационному линзированию поля ЧД, и изображение диска, образованное фотонами, прошедшими “напрямую”, т.е. теми, для которых эффект гравитационного линзирования был слабым. Изображение последних мы будем называть “гало”. Таким образом, граница тени и (внешнего по отношению к тени) гало формируется фотонами прямого излучения края диска, незначительно линзированными ЧД в силу малых отклонений траекторий лучей, идущих от открытой части экрана к наблюдателю. В этом смысле наличие темной области в центральной части экрана, которое по внешним признакам тоже можно назвать “тенью”, не связано

с ЧД — это свойство самого экрана¹. О наличии ЧД можно судить только по внутренним кольцам изображения, образованным фотонами, обходящими ЧД по световой сфере один и более раз с соответствующим уменьшением радиуса и яркости колец. В этом смысле, как и в работах [10, 9], мы различаем “истинное” изображение черной дыры и ее более протяженную тень.

Изображения ЧД, помещенных в относительно “толстые” диски с $\sqrt{b} \geq l \simeq 2R_{ls} = r_{ls}/r_0$, формируются из фотонов с края экрана ($x \leq 1$). В построении изображений ЧД с “тонкими” дисками с $\sqrt{b} < l \leq 1/2$ участвуют все фотоны экрана с $x \leq 2l^2/b$. Дополнительные фотоны диска усиливают яркость внутренних колец: фотоны сначала двигаются вдоль радиуса ($\varphi \simeq \text{const}$ при $x > 1$), а затем поворачивают к наблюдателю вдоль световой сферы ЧД (где φ может изменяться при $x < 1$). Максимальный радиус области собирания фотонов изображения с поверхности экрана обратно пропорционален толщине тонкого диска²:

² ЧД внутри тени там могло и не быть. Гравитационное поле ЧД не может существенно изменить яркость гало и границу тени: лучи гало приходят из открытой части экрана к наблюдателю независимо от ЧД, все остальные фотоны, проходящие через сильное гравитационное поле, поворачиваясь вокруг ЧД, не могут попасть к наблюдателю в качестве лучей гало в силу формы параболического экрана.

<> Пусть $\alpha = \beta - \arcsin(l/R)$ — это угол относительно центральной плоскости диска импульса фотона в точке его излучения и приходящего к наблюдателю через щель $r \in (r_{ls}, r_0)$. Максимальный радиус экрана, фотоны которого образуют

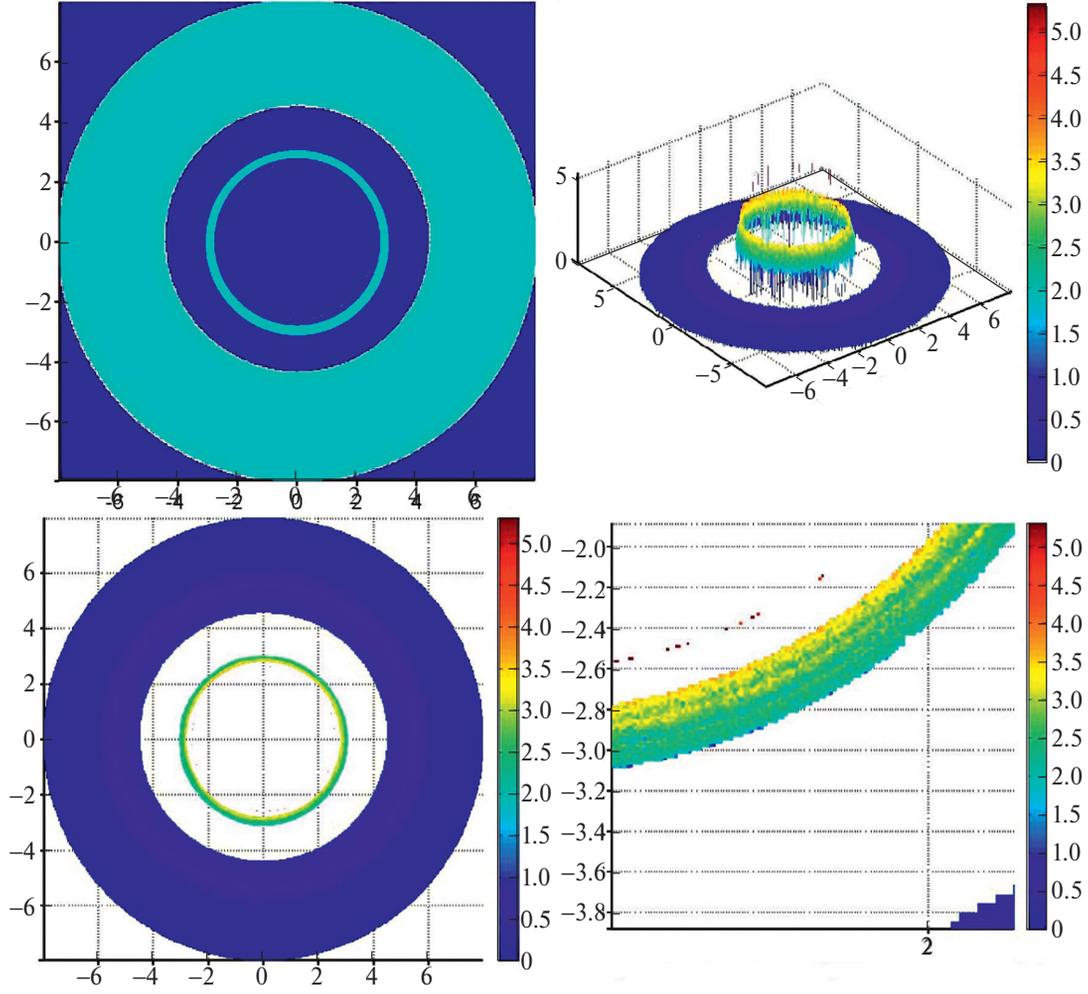


Рис. 2. Тень Шварцшильдовской черной дыры. Угол между осью симметрии экрана и направлением на наблюдателя составляет 5° . Детали (см. текст).

более яркий внешний круг главного фотонного кольца изображения, находится как корень уравнений

$$\frac{\partial \alpha}{\partial R} = 0: \quad \frac{x-1}{\sqrt{2x-1}} = \frac{aB}{\sqrt{B^2-c}}, \quad (7)$$

$$a = \frac{l}{\sqrt{b}}, \quad c = b + b^2 + l^2,$$

$$(x-x_1)(x-x_2) = c \left(\frac{x-1}{x+b} \right)^2, \quad (8)$$

$$x_{1,2} = \sqrt{1+a^2} (\sqrt{1+a^2} \pm a) = \frac{\sqrt{b+l^2} (\sqrt{b+l^2} \pm l)}{b}.$$

При $a < 1$: $x \simeq x_1 \simeq \frac{1}{x_2} \simeq \frac{R}{\sqrt{1+b}} \simeq \frac{|y|}{\sqrt{b}} \simeq 1+a$. При $a > 1$:

$x \simeq x_1 \simeq R \simeq 2a^2$, $x_2 \simeq \frac{1}{2}$, $|y| \simeq 2l$. Второе решение ($x \simeq x_2$)

относится к фотонам края экрана, образующим более слабый внутренний круг главного фотонного кольца изображения.

$$x = R = \frac{2l^2}{b} \gg 1, \quad |y| = 2l \leq 1.$$

Все внутренние кольца изображения фокусируются вблизи световой сферы ЧД, их общая площадь меньше площади гало. С уменьшением толщины экрана светимость внутренних колец растет относительно внешнего гало: фотоны колец приходят со всего диска и линзируются в сильном неоднородном гравитационном поле, тогда как во внутреннюю часть гало попадают только прямые фотоны открытого края диска.

Отдельно следует сказать о главном (первом) фотонном кольце внутри тени: его яркость может превышать все остальные кольца ЧД, включая и гало. Лучи главного внутреннего кольца приходят к наблюдателю с обратной стороны диска, поворачиваясь при этом на угол $\sim \pi/2$. В пределе плоского диска ($b \rightarrow 0$) образующие фотоны для внутренних колец тени собираются со всего экрана. При этом

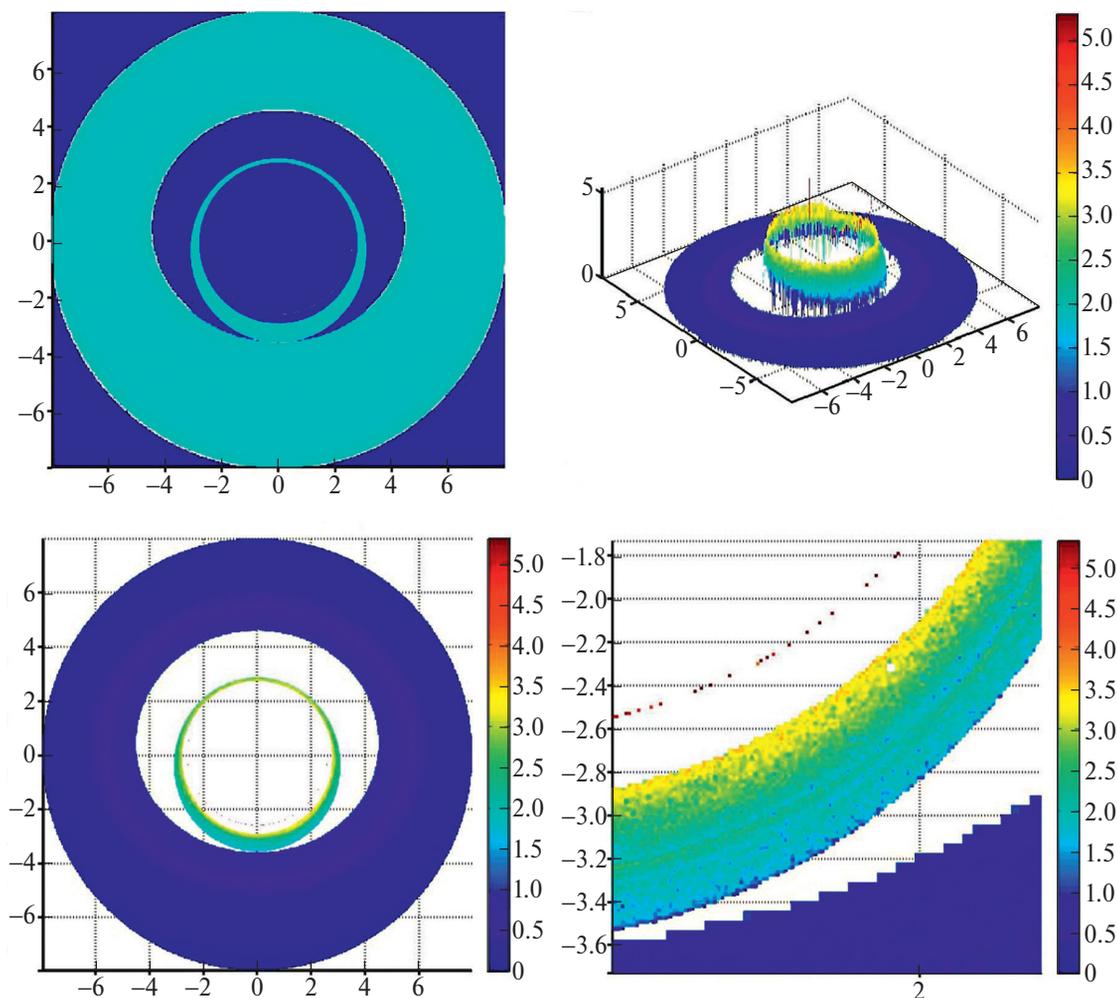


Рис. 3. Тень Шварцшильдовской черной дыры. Угол между осью симметрии экрана и направлением на наблюдателя составляет 30° .

угол поворота лучей для первого кольца ограничен, что и приводит к усилению его яркости относительно других колец изображения. Этот эффект усиления яркости может быть использован для проверки геометрических моделей дисковой аккреции в сильном гравитационном поле. На первом шаге мы проверим его в численной модели изображений ЧД в пределе тонкого диска. Далее мы перейдем к изображениям кервовой ЧД с осью вращения, перпендикулярной к плоскости диска, для разных значений угла между спином ЧД и лучом зрения.

4. ПРИБЛИЖЕНИЕ ТОНКОГО ЭКРАНА

В приближении $b \rightarrow 0$ параболический экран вырождается в плоский. Как и ранее в [3], при решении задачи о построении геодезических предполагается, что каждая точка поверхности экрана излучает фотоны в полусферу. Следуя ранее разработанной методологии, были построены изображения теней, приведенные на рис. 2–5.

Для построения каждого изображения ЧД было построено 4 миллиона траекторий фотонов. При расчете предполагалось, что экран не вращается, а фотоны не испытывают гравитационного красного смещения, и было принято, что излучаемые экраном фотоны имеют температуру, чья зависимость от радиуса совпадает с аналогичной зависимостью для релятивистского диска (диска Новикова–Торна [11]). Излучательная способность обеих сторон экрана идентична. Некоторые неоднородности цвета на рисунках обусловлены численными эффектами и особенностями стандартных графических программ, использованных для построения изображений.

Каждый из рис. 2–5 состоит из четырех панелей. Сверху слева дано схематическое изображение тени: если из пикселя приходит хотя бы один фотон, пиксель окрашен в голубой цвет, если фотонов нет — в синий. Слева снизу показана относительная интенсивность излучения от разных участков тени ЧД

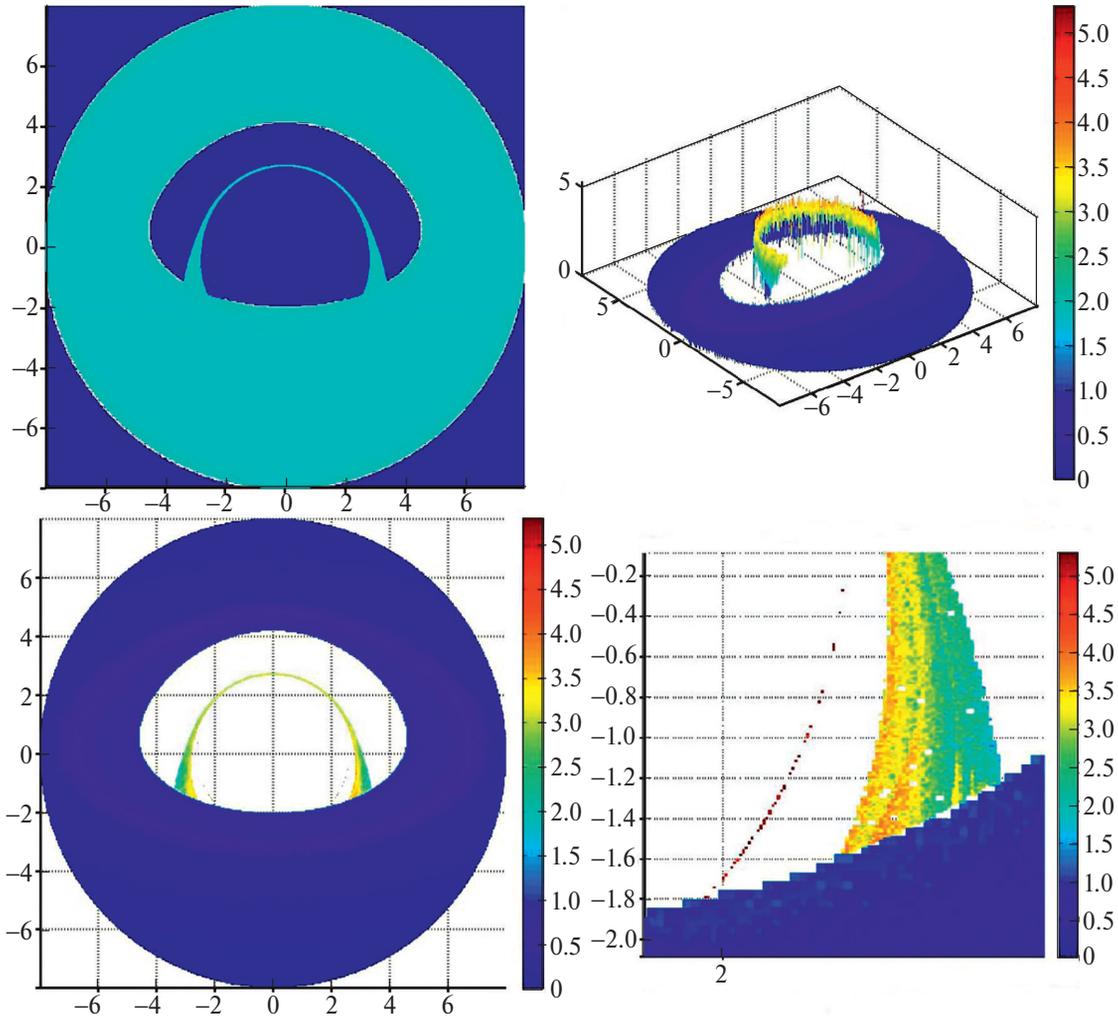


Рис. 4. Тень Шварцшильдовской черной дыры. Угол между осью симметрии экрана и направлением на наблюдателя составляет 60° .

в логарифмическом масштабе. Справа сверху изображение с нижней левой панели искусственно наклонено для лучшей визуализации, по вертикальной оси отложена относительная интенсивность излучения в логарифмическом масштабе. На нижней правой панели дано увеличенное в несколько раз изображение участка с фотонными кольцами. Рис. 2–5 различаются тем, под каким углом наблюдатель видит экран. В первом случае (рис. 2) угол между осью симметрии экрана и направлением на наблюдателя составляет 5° , на последующих трех рисунках он равен 30° , 60° и 80° .

Особый интерес для теоретического анализа представляет верхняя левая панель рисунков, для исследования возможностей наблюдения построенных изображений — нижняя левая.

На рис. 2 визуально можно выделить три кольца разной ширины. Внешнее широкое кольцо образовано фотонами, приходящими от экрана “напря-

мую”, т. е. излученными стороной экрана, обращенной к наблюдателю. В рамках ранее введенной терминологии мы называем его “гало”. Внутренний край гало имеет координату $x = 1/2$ (рис. 1). Среднее кольцо образовано фотонами, подвергшимися сильному гравитационному линзированию и прошедшими через щель между световой поверхностью ЧД и внутренним краем экрана, т.е. это фотоны, излученные обратной стороной экрана, которую было бы нельзя увидеть, если бы не гравитационное линзирование. Это первое (главное) фотонное кольцо. Наконец, внутреннее кольцо образовано фотонами, излученными стороной, обращенной к наблюдателю, но совершившими облет ЧД, т.е. угол их поворота в поле ЧД $\sim 3\pi/2$. При увеличении числа рассчитанных геодезических, а также масштаба рисунка, становятся заметны и другие кольца, образованные малочисленными фотонами, совершившими облет ЧД с еще большими углами поворота.

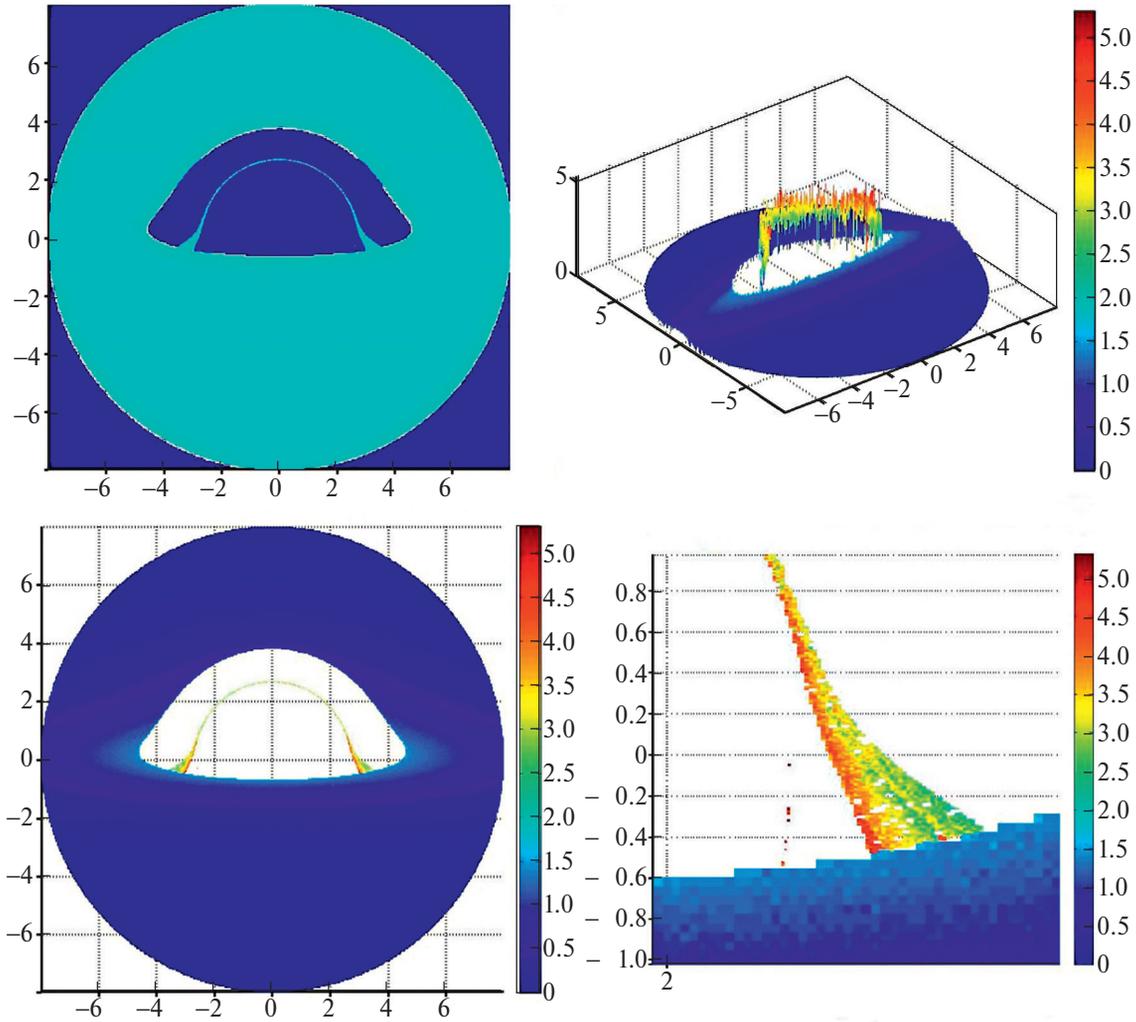


Рис. 5. Тень Шварцшильдовской черной дыры. Угол между осью симметрии экрана и направлением на наблюдателя составляет 80° .

Для того чтобы сделать изображение тени ЧД более приближенным к реальной картине, было учтено, что каждый пиксель изображения содержит разное количество фотонов. Левая нижняя панель рис. 2–5 отображает относительную интенсивность излучения. Видно, что для гало она медленно спадает по мере увеличения радиуса, что соответствует падению температуры для релятивистского диска. Правая верхняя панель позволяет проиллюстрировать различие интенсивностей фотонного кольца и гало, видно, что их отношение составляет примерно три порядка. Нижняя правая панель позволяет рассмотреть фотонное кольцо более подробно и увидеть, что его внешний (более близкий к гало край) имеет гораздо большую интенсивность, чем внутренний.

При увеличении угла между осью симметрии экрана и лучом зрения фотонное кольцо приближается к внутреннему краю гало, но не сливается с ним

из-за различия в интенсивностях, т. е. кольцо трансформируется в серп. При больших значениях угла основной поток оказывается сосредоточен в двух разнесенных областях.

4.1. Керровская черная дыра

Аналогичные расчеты были проведены для керровской ЧД, ось вращения которой совпадает с осью симметрии экрана, с безразмерным параметром вращения $a = 0.9982$. В случае когда угол между осью вращения ЧД и направлением на наблюдателя невелик, эффекты, привносимые вращением, мало заметны. Рис. 6 и 7 иллюстрируют случаи, когда вышеупомянутый угол равен 60° и 80° соответственно. Как и следовало ожидать, фотонное кольцо становится асимметричным, зависящим от спина.

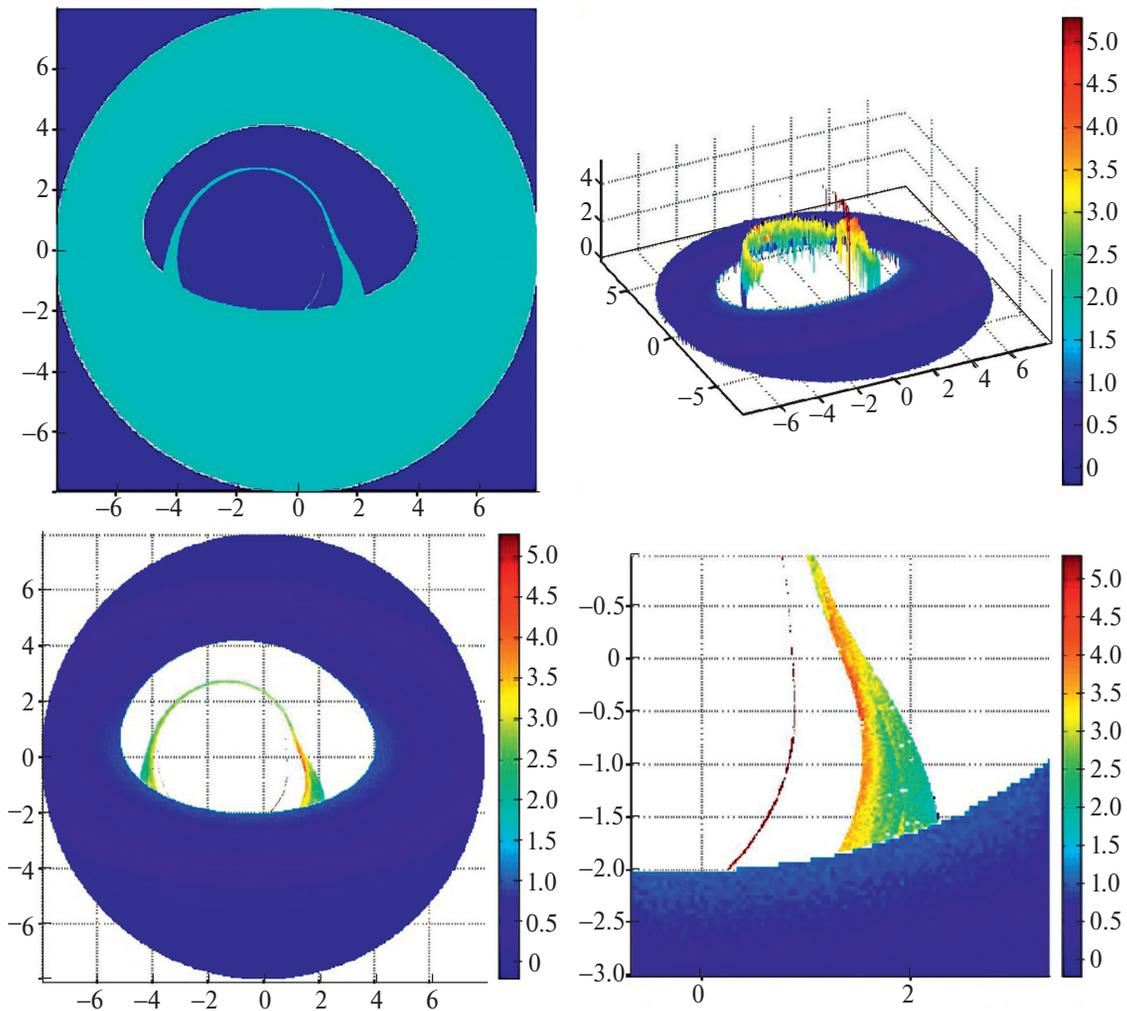


Рис. 6. Тень черной дыры Керра. Угол между осью вращения ЧД и направлением на наблюдателя составляет 60° .

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

По различным аспектам теней ЧД в последние годы было опубликовано множество работ. Они касаются построения геодезических фотонов, методов восстановления изображений из интерферометрических наблюдательных данных, тому, какие орбиты для телескопов, вынесенных в космос, являются предпочтительными и т. д. Иногда затрагивается и вопрос определения того, что, собственно, следует называть тенью черной дыры и насколько удачен этот термин. Наиболее общее определение (темная область в центральной части источника, где должно было бы излучать центральное тело, если бы оно имело обычные свойства) не вполне удовлетворительно, поскольку оставляет “за кадром” источники с нетривиальным спектральным распределением. Не вдаваясь в подробности, можно представить себе объект, излучающий в основном в области высоких частот, но наблюдаемый в области

низких. В этом случае можно ожидать появление темного пятна на ярком фоне, образованном низкочастотным излучением. Также логически кажется не вполне приемлемым называть “изображением” отсутствие фотонов, которые и приносят информацию об объекте. Поэтому иногда в литературе применительно к тени ЧД появляется термин “силуэт”. Впервые применительно к теням черных дыр он был использован в работе [12], данный термин не получил большого распространения, но упоминался в широко цитируемой работе [13]. Авторы обзора [9] используют этот термин для описания структуры изображения черной дыры в зависимости от источников фотонов, которые формируют изображение.

В данной работе нами была рассмотрена академическая задача о формировании изображения ЧД, окруженной излучающим экраном (модельным диском). По сравнению с пионерской работой [8] нами была построена не только общая структура

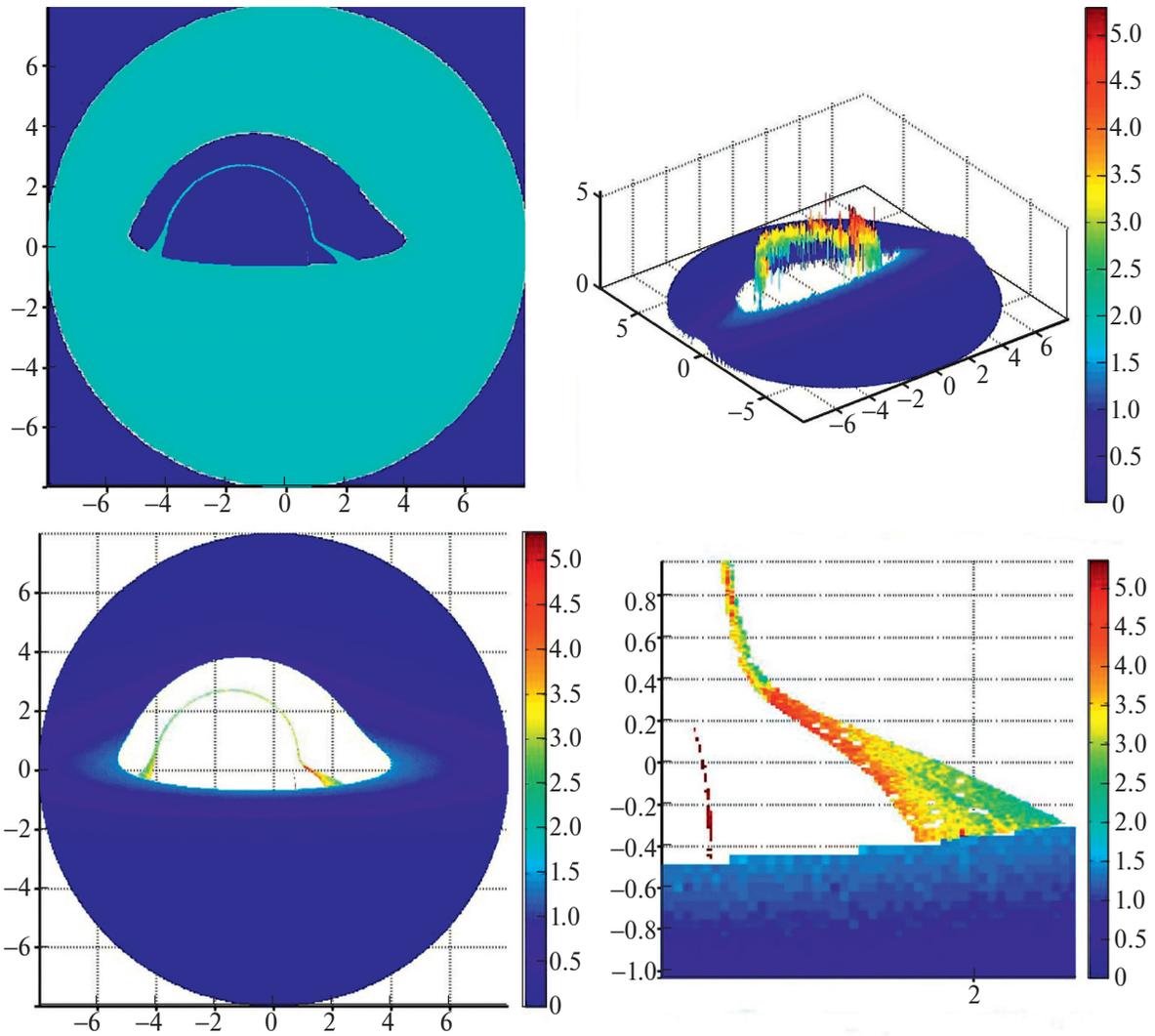


Рис. 7. Тень черной дыры Керра. Угол между осью вращения ЧД и направлением на наблюдателя составляет 80° .

тени (верхняя левая панель на рис. 2–7), но и распределение относительной интенсивности по изображению (левая нижняя и правая верхняя панели рис. 2–7), а также представлено более детальное изображение фотонного кольца (нижняя правая панель на рис. 2–7). В отличие от изложенного в работах [14, 15] наше внимание было сосредоточено на расчете относительных интенсивностей разных частей изображений ЧД, поскольку именно их используют при моделировании теней с учетом частоты наблюдения, времени накопления сигнала и реализуемого в ходе интерферометрических измерений покрытия ($u - v$)-плоскости. В работе было показано, что граница яркой и темной зон образована фотонами, приходящими из внутреннего края модельного диска, и в этом смысле граница тени ЧД и ее размер определяются внутренним радиусом экрана, а не ЧД. Характерной чертой изображения, указывающего на наличие ЧД, являются фотонные

кольца (кольцо) — очень узкие кольцеобразные структуры с высокой (относительно экрана) интенсивностью, что согласуется с введенным в статье [10] разделением изображения ЧД на “истинное” изображение и тень. Полученная в нашем исследовании картина слабо зависит от распределения температуры по экрану (см. незначительное увеличение интенсивности вблизи внутреннего края “гало” на рис. 2–7), но существенно от угла, под которым виден модельный диск. Если этот угол мал, так что наблюдатель видит экран примерно с полюса, то изображение слабо зависит от момента вращения ЧД, если угол велик, то фотонное кольцо превращается в асимметричный фотонный серп.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

С. В. Репин благодарит Р. Е. Бересневу, О. Н. Суменкову и О. А. Косареву за возможность плодотворной работы над этой задачей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **875**(1), id. L4 (2019).
2. *K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, J. C. Algaba, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **930**(2), id. L12 (2022).
3. *Е. В. Михеева, С. В. Репин, В. Н. Лукаш*, *Астрон. журн.* **97**, 555 (2020).
4. *M. D. Johnson, A. Lupsasca, A. Strominger, G. N. Wong, et al.*, *Science Advances* **6**(12), eaaz1310 (2020), arXiv:1907.04329 [astro-ph].
5. *А. Ф. Захаров, С. В. Репин*, *Астрон. журн.* **76**, 803 (1999).
6. *А. Ф. Захаров*, *Астрон. журн.* **68**, 58 (1991).
7. *A. F. Zakharov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **269**, 283 (1994).
8. *J. P. Luminet*, *Astron. and Astrophys.* **75**, 228 (1979).
9. *В. И. Докучаев, Н. О. Назарова*, *Успехи физ. наук* **190**, 627 (2020).
10. *В. И. Докучаев, Н. О. Назарова*, *ЖЭТФ* **155**, 677 (2019).
11. *I. D. Novikov and K. S. Thorne*, *Black holes (Les astres occlus)*, edited by C. DeWitt and B. DeWitt (N.Y.: Gordon and Breach, 1973), p. 343.
12. *G. H. George*, *J. Royal Astron. Soc. Canada* **84**, 28 (1990).
13. *A. E. Broderick and A. Loeb*, *Astrophys. J.* **697**, 1164 (2009).
14. *V. I. Dokuchaev and N. O. Nazarova*, *Universe* **6**, 154 (2020).
15. *V. I. Dokuchaev and N. O. Nazarova*, *General Relativ. and Gravit.* **53**, id. 83 (2021).

IMAGE OF A BLACK HOLE ILLUMINATED BY A PARABOLIC SCREEN

E. V. Mikheeva^a, S. V. Repin^a, V. N. Lukash^a

^a*Astrospace Center of P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

A model of an illuminating black hole surface (“parabolic screen”) is proposed. This allows to avoid in a natural way the appearance of edge effects related with photons moving along the screen plane. The temperature distribution along the radius corresponds to the corresponding distribution for a relativistic disk (Novikov-Thorne disk). It is shown that the structure of the formed black hole shadow essentially differs from the case when the source of photons is a distant screen, since in the considered model the photons, subjected to strong gravitational lensing of the black hole, are emitted by the “backward” side of screen, which would not be visible in the absence of the black hole. In the thin screen approximation, shadow images are constructed for the Schwarzschild black hole in the cases when the angle between the symmetry axis of the illuminating screen and the direction to the observer is equal to 5, 30, 30 and 80 angular degrees, similar images for the Kerr black hole are constructed for the cases of 60 and 80 angular degrees.

Keywords: black holes

ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТАЛЬНЫХ ПЕРИОДОВ ЗАТМЕННО-ДВОЙНЫХ СИСТЕМ RW CAR, BG PEG И CU PEG

© 2024 г. А. И. Халиуллина^{1,*}

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,
МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: hfh@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 20.09.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.

Принята в печать 21.11.2023 г.

В затменно-двойных системах типа Алголя RW Car, BG Peg и CU Peg проведено исследование изменений орбитальных периодов. Изменения периодов RW Car и BG Peg хорошо представляются циклическими колебаниями с большой амплитудой. Показано, что эти изменения нельзя объяснить присутствием третьего тела. Они могут быть следствием магнитной активности вторичных компонентов, имеющих конвективную оболочку. Изменения периода CU Peg можно представить суперпозицией векового изменения за счет обмена веществом между компонентами и циклических изменений, которые могут происходить из-за присутствия в системе третьего тела или быть следствием магнитной активности вторичного компонента.

Ключевые слова: двойные звезды, затменные звезды, отдельные — RW Car, BG Peg, CU Peg

DOI: 10.31857/S0004629924010024 EDN: LRVSED

1. ВВЕДЕНИЕ

Зависимость от времени орбитального периода затменно-двойной системы содержит в себе важную информацию о физических механизмах, лежащих в основе наблюдаемых изменений периода. Изменения периодов систем типа Алголя часто можно представить в виде суперпозиции двух типов изменений: монотонного и циклического. Вековое увеличение периода таких систем обычно объясняют равномерным перетеканием вещества от менее массивного компонента к более массивному при сохранении общего углового момента. Вековое уменьшение периода может быть вызвано потерей углового момента системы, наиболее эффективный механизм потери углового момента — магнитное торможение. Периодические (или квазипериодические) изменения периодов затменно-двойных систем встречаются довольно часто. Если орбита эксцентричная, причиной таких изменений периода может быть вращение линии апсид. Еще одна причина циклических изменений орбитального периода двойной системы — присутствие в системе одного или нескольких дополнительных тел.

Из-за трудностей с интерпретацией циклических изменений периода как следствия присутствия в системе третьего тела искались другие возможные причины модуляций орбитального периода. Холл [1] обнаружил корреляцию между циклическими из-

менениями периода затменно-двойной системы и наличием хотя бы у одного из ее компонентов конвективной оболочки. Таким образом, наблюдения указали на возможную связь между модуляциями орбитального периода и магнитной активностью, поскольку заметная конвективная оболочка и быстрое вращение являются достаточными условиями для развития магнитного динамо. Наиболее перспективный механизм связи изменений орбитального периода и магнитных циклов предложили Мэтис и Витмайр [2] и подробно разработал Эппелгейт [3]. В модели Эппелгейта распределение углового момента в активной звезде меняется во время прохождения звезды через цикл магнитной активности. Изменения в распределении углового момента вызывают изменения в сплюсненности звезды (квадрупольного момента), которые влияют посредством гравитации на орбиту, изменяя орбитальный период. Эппелгейт приводит простые приближенные соотношения, связывающие наблюдаемые изменения периода с величинами, характеризующими магнитные циклы звезды. Однако эти формулы дают верхний предел энергии, требуемой для произведения данного изменения квадрупольного момента. В модели Эппелгейта изменение квадрупольного момента связывается с вариациями кинетической энергии звезды. Такие вариации предполагаются равными энергии, теряемой звездой для поддержания цикла модуляции, и они должны компенсировать

роваться светимостью звезды. В работах [4, 5] был предложен более эффективный механизм превращения вращательной кинетической энергии в магнитную и обратно, требующий меньшее значение для переносимой энергии и, соответственно, предполагающий меньшие колебания светимости.

В данной работе рассматриваются затменно-двойные системы, в которых предполагалось монотонное изменение периода в сочетании с его циклическими изменениями. При интерпретации этих циклических изменений световым уравнением масса третьего тела получается слишком большой. Поскольку предыдущие исследования изменений периода RW Car, BG Peg и CU Peg опирались на недостаточные данные и полны противоречий и ошибок, следует заново провести анализ изменения периодов этих систем.

2. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА RW CAR

Переменность звезды RW Car (BD — 18 5641, HD 192900, $V = 10.19^m$, $P = 3.3922^d$) была открыта в 1910 г. [6]. В работе [7] из спектральных наблюдений были найдены спектральные классы компонентов: A3 + A4. Однако результаты наблюдений в фотографической и фотовизуальной фотометрических системах, полученные в работе [8], свидетельствуют о значительной спектральной разности компонентов. В этой же работе была приведена средняя фотографическая кривая блеска RW Car, показывающая, что глубина главного минимума намного больше глубины вторичного. К сожалению, для этой системы не построены ни спектроскопическая, ни фотометрическая орбиты. Имеются лишь приближенные оценки параметров компонентов системы, приведенные в каталоге [9]. В этом каталоге RW Car определена как классический Алголь, а для спектральных классов компонентов приняты значения A4 и G3(IV). Изменение периода RW Car впервые было отмечено в работе [10]. В работе [11] на основе имеющихся к тому времени моментов минимумов было сделано предположение, что около 1920 г. произошло скачкообразное изменение периода. Диаграмма O—C, приведенная в работе [12], намекала на возможность периодического изменения периода. Первое подробное исследование изменений периода RW Car было проведено только в 2007 г. [13]. Авторы использовали только фотографические и визуальные наблюдения моментов минимумов. По этим данным получалось, что период системы монотонно увеличивается (коэффициент при квадратичном члене 5.6×10^{-9}) в сочетании с его периодическими изме-

нениями, которые соответствовали световому уравнению вследствие присутствия в системе третьего тела с массой примерно $2M_{\odot}$. Заше продолжил изучение изменения периода этой системы, имея в своем распоряжении, кроме фотографических и визуальных наблюдений, три фотоэлектрические точки [14]. Диаграмму O—C он представляет суммой монотонного и циклического изменений периода. При этом в тексте он приводит положительное значение коэффициента при квадратичном члене 8.7×10^{-9} , однако на приведенном им графике O—C изображена нисходящая парабола. Параметры полученного им светового уравнения имеют очень большие неопределенности (особенно e и ω). Поэтому результаты исследования изменения периода RW Car, полученные Заше, нельзя считать достоверными. Впоследствии были получены еще несколько моментов минимумов RW Car из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений.

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы RW Car были использованы моменты главного минимума из базы данных V. R. N. O. [15]. Всего имеется 48 моментов: 25 визуальных, 11 фотографических и 9 фотоэлектрических и из ПЗС-наблюдений. Из них при исследовании изменений периода не использовались самый первый визуальный и самый первый фотографический моменты минимумов вследствие их ненадежности.

На рис. 1 приведены отклонения (O—C)₁ наблюдаемых (O) моментов минимумов RW Car от вычисленных (C) с линейными элементами:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2454245.873(15) + 3.392356(3)^d \times T, \quad (1)$$

где T — эпоха наблюдения. На этом рисунке фотографические точки представлены в виде треугольников, визуальные наблюдения — маленькими точками, фотоэлектрические и из ПЗС-наблюдений — большими точками. Через эти точки можно провести три прямые. Таким образом, имеется три промежутка времени, в течение которых период остается неизменным:

$$\text{JD } 2423000 \div 2434800 : P = 3.392347 \text{ сут,}$$

$$\text{JD } 2434800 \div 2447500 : P = 3.392436 \text{ сут,}$$

$$\text{JD } 2447500 \div 2458800 : P = 3.392214 \text{ сут.}$$

Согласно этому представлению в момент $\text{JD} \sim 2434800$ происходит скачкообразное уменьшение орбитального периода и в момент $\text{JD} \sim 2447500$ — его увеличение. Как видно из рисунка, прямые очень хорошо представляют наблюдения. Однако до сих пор нет объяснений подобным скачкам периода.

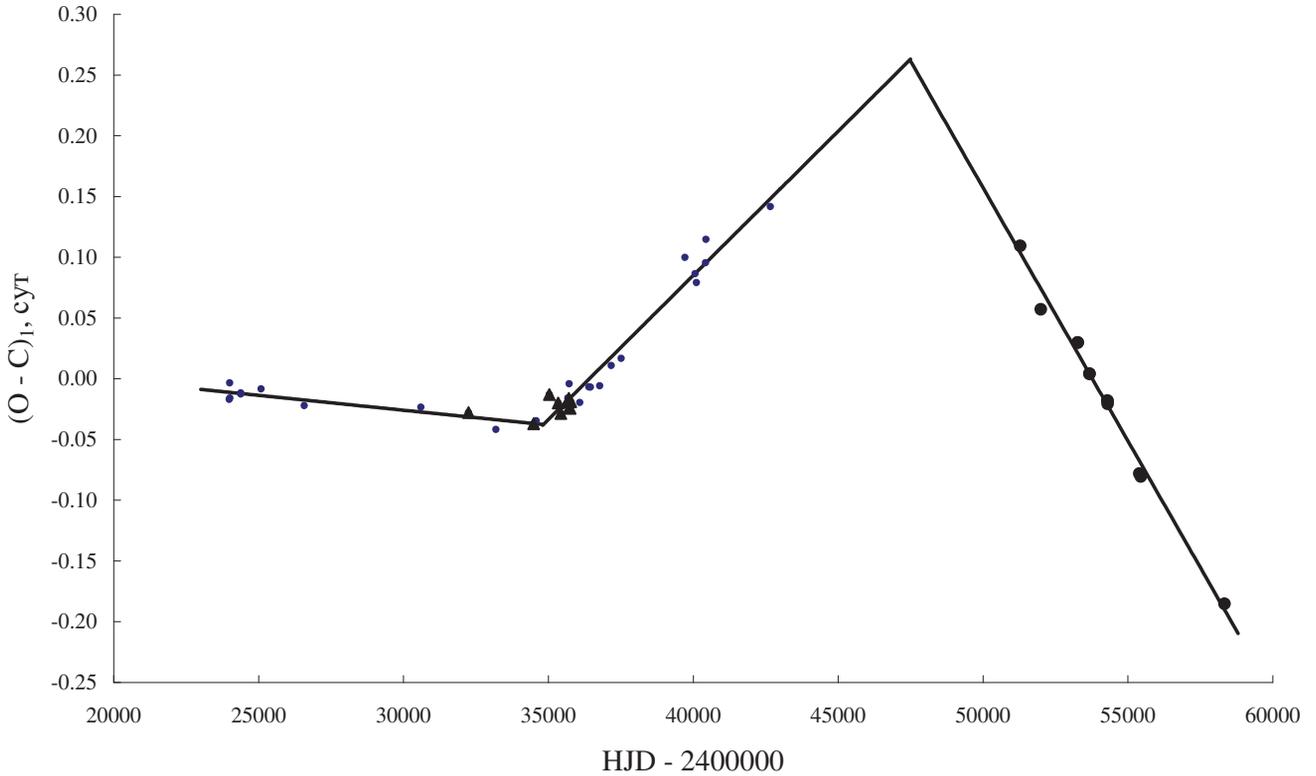


Рис. 1. Отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов RW Car от вычисленных (C) с линейными элементами (1). Фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные — маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС — большими точками.

Предлагаемые механизмы (16–18) годятся скорее для объяснения небольших хаотичных колебаний.

Такой прямолинейный вид диаграммы O–C может быть связан с пробелами в наблюдениях. На самом деле изменения со временем значений O–C могут быть плавными. При попытке представить эту диаграмму квадратичными элементами ошибка определения коэффициента при квадратичном члене получается больше самой величины. Поэтому моменты минимумов RW Car были представлены линейными элементами в сочетании со световым уравнением [19]:

$$\text{HJD} (\text{Min } I) = 2454245.92(5) + 3.392328(2)^d T + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(\nu + \omega_3). \quad (2)$$

В выражении для светового уравнения использованы следующие обозначения для элементов орбиты затменно-двойной системы относительно центра тяжести тройной системы: a_3 — большая полуось, i_3 — наклонение, e_3 — эксцентриситет и ω_3 — долгота периастра. ν и E — истинная и эксцентриситетная аномалии, соответственно, которые отсчитываются в той же орбите, c — скорость света. Начальные значения параметров долгопериодиче-

Таблица 1. Параметры гипотетической долгопериодической орбиты RW Car

Параметр	Значение
P_3	(40980 ± 100) сут = (112.2 ± 0.3) лет
A_3	(0.221 ± 0.012) сут
e_3	0.41 ± 0.10
ω	$84^\circ \pm 1^\circ$
JD_3	2446724 ± 60
$a_3 \sin i_3$	$(5.7 \pm 0.3) \times 10^9$ км = (38 ± 2) а. е.

ской орбиты были определены методом перебора в области их возможных значений. Затем они уточнялись методом дифференциальных поправок [20] совместно с линейными элементами. Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Параметры долгопериодической орбиты в RW Car приведены в табл. 1. В таблице использованы следующие обозначения: P_3 — период обращения затменно-двойной системы вокруг центра тяжести тройной системы, JD_3 — момент прохождения через периастр, $A_3 = (a_3 \sin i_3)/c$. На рис. 2 приведены отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов RW Car от вычисленных с линейными элементами из представления (2). Обозначения те же, что

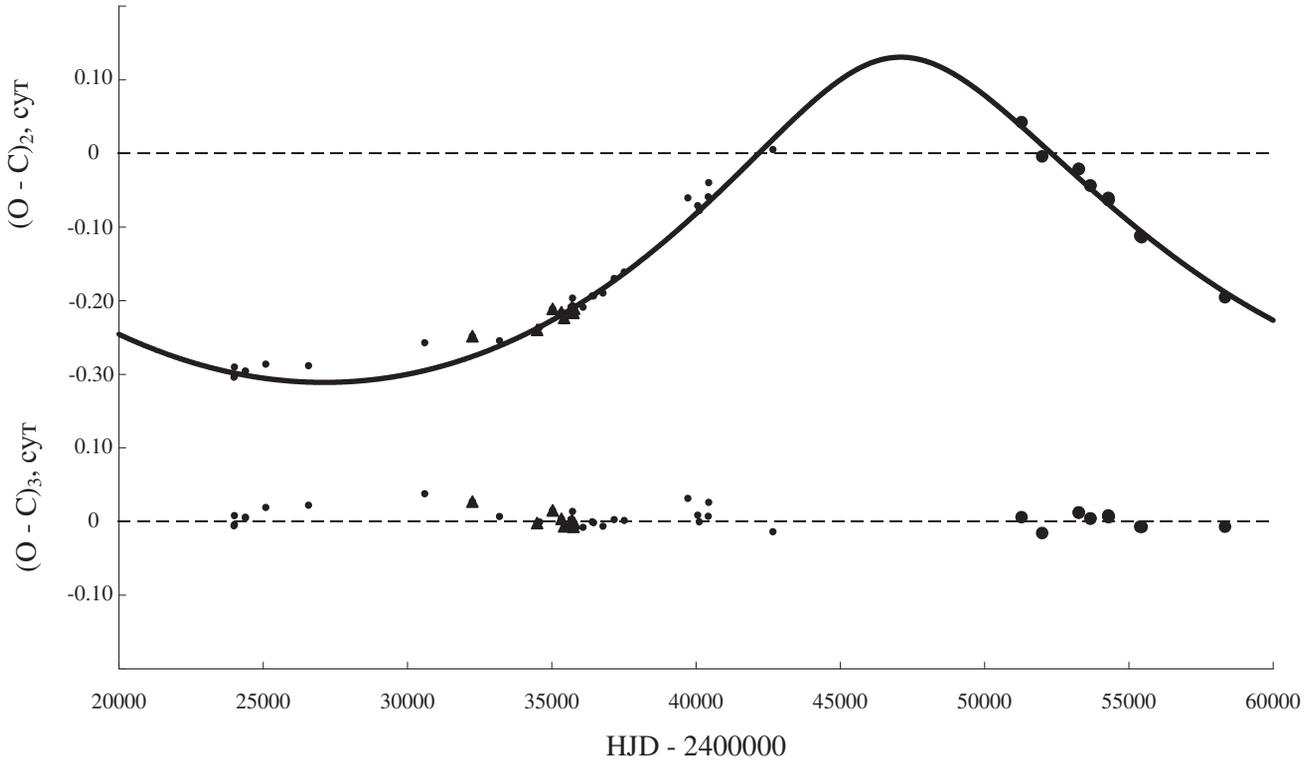


Рис. 2. Отклонения $(O-C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов RW Car от вычисленных с линейными элементами из представления (2). Сплошная линия — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1. В нижней части рисунка приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (2). Обозначения те же, что на рис. 1.

на рис. 1. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1. В нижней части рис. 2 приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (2). На этом рисунке видно, что кривая для светового уравнения неплохо описывает наблюдения. Однако отметим, что полученные параметры светового уравнения следует считать предварительными, для их уточнения нужны новые высокоточные наблюдения.

Используя найденные нами параметры долгопериодической орбиты, приведенные в табл. 1, можно оценить массу третьего тела, вычислив функцию масс:

$$\begin{aligned}
 f(M_3) &= \frac{4\pi^2 a_3^3 \sin^3 i_3}{G P_3^2} = \\
 &= \frac{M_3^3 \sin^3 i_3}{(M_1 + M_2 + M_3)^2} = 4.46_{\odot}. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Здесь M_1 и M_2 — массы компонентов затменно-двойной системы, M_3 — масса третьего тела, G — гравитационная постоянная. Для масс компонентов имеются лишь их приближенные оценки, полученные

Свечниковым и Кузнецовой из статистических зависимостей [9]: $M_1 = 2.05M_{\odot}$, $M_2 = 0.92M_{\odot}$. Используя эти значения и считая $i_3 = 90^\circ$, находим нижнюю границу для массы 3-го тела: $M_3 > 8.25M_{\odot}$. Это слишком много для нормальной звезды. Третье тело такой массы должно было бы светить ярче всей затменно-двойной системы. Заше [14], получивший для минимума массы третьего тела в RW Car величину $5.9M_{\odot}$, предположил в качестве альтернативы, что третье тело, в свою очередь, является двойной системой. Однако это не спасет положение, так как даже если предположить, что компоненты этой двойной системы одинаковы, масса каждого получается больше суммы масс затменно-двойной системы. Конечно, точные значения масс компонентов затменно-двойной системы, которые могут быть получены из кривой лучевых скоростей, скорее всего, будут отличаться от приближенных оценок, но вряд ли настолько, чтобы сильно изменить величину массы третьего тела. Кроме того, полученная периодическая зависимость орбитального периода от времени прослежена пока в течение только одного периода и мы не можем гарантировать, что сохраняется строгая периодичность этой зависимости.

Таблица 2. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента RW Car

Величина	Значение
P_{mod}	40 980 сут
$\Delta(O - C)$	0.221 сут
ΔP	9.93 с
ΔJ	4.41×10^{48} (г см ²)/с
ΔE	3.82×10^{42} эрг
B	3.12×10^3 Гаусс
ΔL	3.39×10^{33} эрг/с = $0.88 L_{\odot} = 0.09 L_2$

Наблюдаемые колебания периода могут быть проявлением магнитной активности вторичного компонента RW Car, который, согласно [9], имеет спектральный класс G3 и должен иметь конвективную оболочку и, следовательно, магнитное поле. Амплитуда модуляций орбитального периода ΔP и амплитуда осцилляций $\Delta(O - C)$ на диаграмме O—C связаны соотношением: $\Delta P/P_0 = 2\pi\Delta(O - C)/P_{\text{mod}}$ [3]. В табл. 2 приведены оценки величины переносимого (от ядра звезды к ее оболочке и обратно) углового момента ΔJ , количества энергии, необходимого для переноса углового момента во внешнюю часть звезды, ΔE , напряженности магнитного поля B активного компонента и изменений его светимости ΔL , полученные по формулам Эппелгейта [3]. При этом для радиуса и массы вторичного компонента принимались значения согласно [9]. Светимости компонентов затменно-двойной системы определим, исходя из оценок массы и относительной светимости главного компонента, приведенных в [9]. Главный компонент затменно-двойной системы является звездой главной последовательности, и его светимость можно найти из соотношения масса—светимость в соответствующем диапазоне масс [21]: $L_1 = 22.2L_{\odot}$. Согласно [9], его относительная светимость равна 0.70, тогда абсолютная светимость вторичного компонента получается равной $L_2 = 9.5L_{\odot}$.

Полученные оценки магнитных и энергетических величин вполне укладываются в допустимые рамки. Оценки колебания светимости вторичного компонента невелики. Кроме того, оценку затрачиваемой энергии, полученную по формулам Эппелгейта, следует рассматривать как верхний предел, на самом деле величина энергии и, соответственно, изменения светимости могут быть намного меньше [4–5]. Следовательно, магнитные колебания можно использовать для объяснения циклических изменений орбитального периода затменной двойной системы RW Car.

3. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА VG PEG

Звезда VG Peg (SVS 0286, $V = 10.5^m$, $P = 1.9524^d$) была открыта как переменная Цесевичем [22]. Из наблюдений с объективной призмой Гетц и Венцель [23] определили ее спектральный класс как A2. В работах [24] и [25] была построена кривая блеска VG Peg по ПЗС наблюдениям, из которой были определены фотометрические элементы орбиты и обнаружены пульсации главного компонента типа δ Scuti. В работе [24] изменения периода системы были представлены суперпозицией векового уменьшения (коэффициент при квадратичном члене $-1.7(2) \times 10^{-9}$) и периодических колебаний, которые объяснялись световым уравнением с периодом 60.8 лет и эксцентриситетом долгопериодической орбиты 0.53. Авторы этой работы нашли функцию масс $f(M) = 0.74M_{\odot}$ и, используя массы компонентов из [9] ($M_1 = 2.15M_{\odot}$, $M_2 = 0.54M_{\odot}$), оценили минимальную массу третьего тела, которая у них получилась равной почему-то $0.77M_{\odot}$, хотя при таких значениях функции масс и масс компонентов двойной получается $M_3 \sin i_3 = 2.82M_{\odot}$. Третий свет из решения кривой блеска не был найден, но из-за ошибочно полученной сравнительно небольшой массы третьего тела авторы не обеспокоились этим обстоятельством. Однако третье тело массой около 3 масс Солнца при отсутствии третьего света требует специального разбирательства.

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы VG Peg были использованы моменты минимумов из базы данных В. R. N. O. [15]. Всего имеется 98 моментов главного минимума: 53 визуальных, 10 фотографических и 35 фотоэлектрических и из ПЗС-наблюдений.

На рис. 3 приведены отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов VG Peg от вычисленных (C) с линейными элементами:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) =$$

$$= 2452500.268(7) + 1.9524097(12)^d \times T, \quad (4)$$

где T — эпоха наблюдения. Обозначения такие же, как на рис. 1. Хорошо видны циклические изменения периода, в то время как вековые изменения визуально не заметны. Поэтому рассмотрим две возможности.

1. Эту диаграмму можно представить непосредственно световым уравнением:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = & 2452500.363(10) + 1.9524097(4)^d \times \\ & \times T + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(\nu + \omega_3). \end{aligned} \quad (5)$$

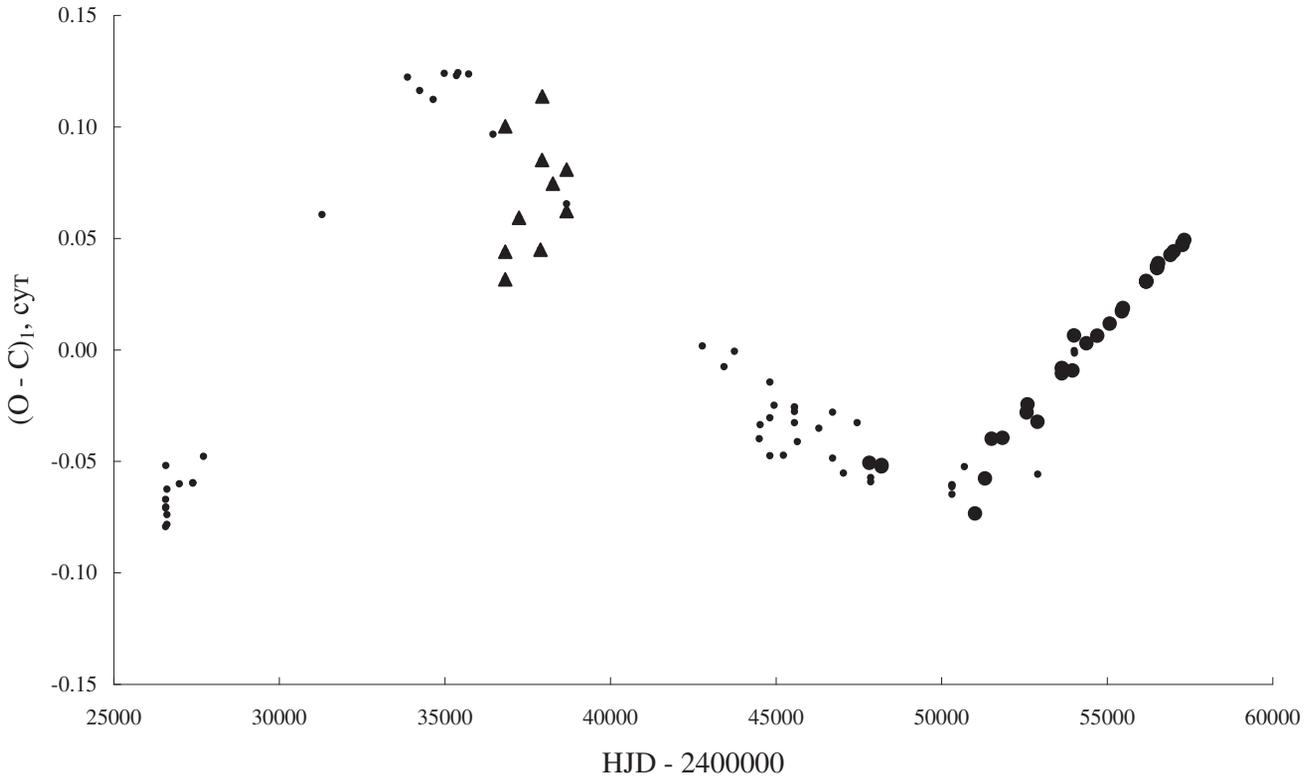


Рис. 3. Отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов BG Peg от вычисленных (C) с линейными элементами (4). Обозначения те же, что на рис. 1.

Таблица 3. Параметры гипотетической долгопериодической орбиты BG Peg

Параметр	Только 3-е тело	Парабола + 3-е тело
P_3	(28500 ± 90) сут = (78.0 ± 0.3) лет	(26650 ± 80) сут = (73.0 ± 0.2) лет
A_3	(0.106 ± 0.004) сут	(0.092 ± 0.003) сут
e_3	0.39 ± 0.05	0.30 ± 0.06
ω	$58^\circ \pm 5^\circ$	$62^\circ \pm 4^\circ$
JD_3	$2\,461\,000 \pm 400$	$2\,459\,250 \pm 60$
$a_3 \sin i_3$	$(2.75 \pm 0.10) \times 10^9$ км = (18.4 ± 0.7) а. е.	$(2.38 \pm 0.08) \times 10^9$ км = 15.9 ± 0.5 а. е.

Параметры светового уравнения были определены тем же способом, что и в предыдущем разделе. Эти параметры приведены в первом столбце табл. 3. В таблице использованы те же обозначения, что в табл. 1. На рис. 4 приведены отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых (O) моментов минимумов BG Peg от вычисленных (C) с линейными элементами из представления (5). Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 3. На этом рисунке видно, что кривая для светового уравнения неплохо описывает наблюдения. Однако отметим, что полученные параметры светового уравнения следует считать предварительными, для их уточнения нужны новые высокоточные наблюдения. Остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретиче-

ских, вычисленных по формуле (5), приведены в нижней части рис. 4.

2. Можно, следуя [24], представить изменения периода BG Peg суперпозицией векового и периодического изменений. Сначала представим изменения периода в BG Peg квадратичной зависимостью, параметры которой также определялись методом наименьших квадратов:

$$C_2 \equiv \text{HJD}(\text{Min } I) = 2452500.267(7) + 1.952406(3)^d \times T - (3.4 \pm 2.6)^d \times 10^{-10} \times T^2. \quad (6)$$

Из этого представления видно, что коэффициент при квадратичном члене, во-первых, довольно мал и, во-вторых, определяется с очень плохой точностью. В представлении моментов минимумов BG

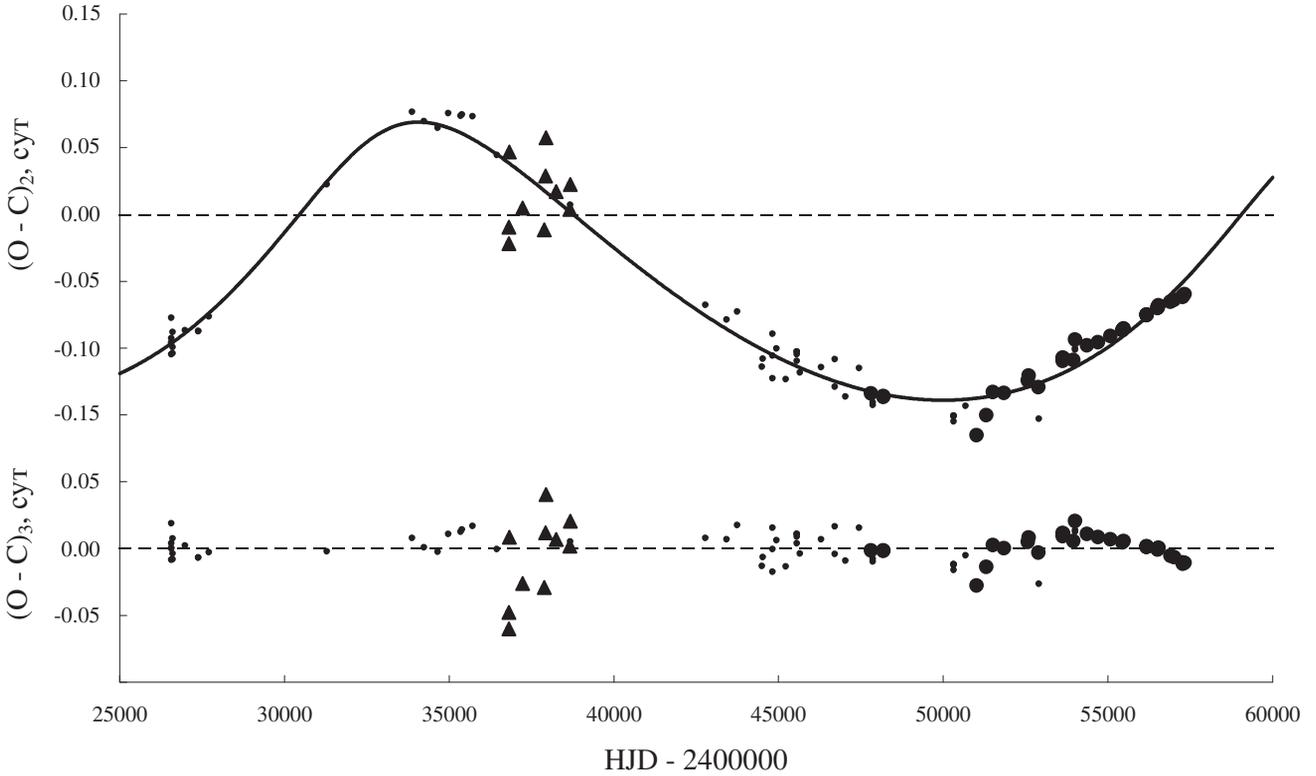


Рис. 4. Отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых (O) моментов минимумов BG Peg от вычисленных (C) с линейными элементами из представления (5). Сплошная линия — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 3. В нижней части рисунка приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (5). Обозначения те же, что на рис. 1.

Peg в виде суперпозиции квадратичного члена и светового уравнения сохраняется большая неопределенность в коэффициенте при квадратичном члене:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = & 2452500.323(10) + 1.952404(2)^d \times \\ & \times T - (7 \pm 2)^d \times 10^{-10} \times T^2 + \\ & + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(v + \omega_3). \end{aligned} \quad (7)$$

Параметры орбиты 3-го тела в BG Peg для этого случая были определены таким же способом, как и в предыдущем случае, и они приведены во втором столбце табл. 3.

Величина стандартного отклонения для линейных (4) и квадратичных (6) эфемерид получается одинаковой: $\sigma = 0.058^d$, также одинаковая сходимость получается для суммы линейного представления и светового уравнения (5) и для суммы параболы и светового уравнения (4): $\sigma = 0.014^d$. Таким образом, точности представлений (5) и (7) одинаковы, однако в квадратичном представлении точность определения коэффициента при квадратичном члене того же порядка, что и сама величина. Поэтому мы отдаем предпочтение линейному пред-

ставлению, тем более что для обоих случаев получились очень близкие значения параметров долгопериодической орбиты.

Используя найденные нами параметры долгопериодической орбиты, приведенные в табл. 3, можно вычислить функцию масс: $f(M_3) = 1.02M_\odot$. Чтобы оценить массу третьего тела, необходимо знать сумму масс двойной системы. Для оценки масс компонентов затменно-двойной системы BG Peg можно использовать спектральный класс главного компонента: A2 [23] и отношение масс, полученное в работе [24]: $q = 0.233$. Согласно [26], $M_1(A2) = 2.54M_\odot$, тогда $M_2 = 0.59M_\odot$. Эти оценки масс компонентов незначительно отличаются от значений из работы [9], использованных в работе [24]: $M_1 = 2.15M_\odot$, $M_2 = 0.54M_\odot$. Для наших оценок масс компонентов получаем $M_3 \sin i_3 = 3.58M_\odot$, для значений масс компонентов из работы [9] $M_3 \sin i_3 = 3.33M_\odot$. Звезда такой массы должна светить ярче всей затменно-двойной системы, однако третий свет в кривой блеска не обнаружен.

Из решения кривой блеска BG Peg в работе [24] была получена для вторичного компонента температура 5155 K. Такая звезда должна иметь конвек-

Таблица 4. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента BG Peg

Параметр	Значение
P_{mod}	28 500 сут
$\Delta(O - C)$	0.106 сут
ΔP	3.94 с
ΔJ	1.54×10^{48} г см ² /с
ΔE	1.94×10^{42} эрг
B	4.60×10^3 Гаусс
ΔL	2.47×10^{33} эрг/с = $0.64 L_{\odot} = 0.16 L_2$

тивную оболочку и магнитное поле. Используя те же соотношения, что и в предыдущем разделе, находим оценки величин, характеризующих циклы магнитной активности. При этом используем массы компонентов, найденные выше по данным [24]. Для этих оценок масс компонентов из 3-го закона Кеплера находим величину большой полуоси относительной орбиты двойной системы: $a = 9.61R_{\odot}$. Используя значения $r_2 = 0.265$ и $T_{\text{эф}, 2} = 5155$ К [25], получим $R_2 = r_2 \times a = 2.547R_{\odot}$ и из соотношения $L/L_{\odot} = (R/R_{\odot})^2(T/T_{\odot})^4$ найдем светимость вторичного компонента, $L_2 = 4.11L_{\odot}$. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента BG Peg, приведены в табл. 4.

Оценка напряженности магнитного поля согласуется с данными о магнитных полях звезд с конвективными оболочками, которые должны быть порядка 10^3 Гаусс. Что касается оценки колебания светимости вторичного компонента, как уже было сказано выше, оценку затрачиваемой энергии, полученную по формулам Эппелгейта, следует рассматривать как верхний предел, на самом деле величина энергии и, соответственно, изменения светимости могут быть намного меньше. Следовательно, магнитные колебания можно использовать для объяснения циклических изменений орбитального периода BG Peg.

4. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА CU PEG

CU Peg (BS 17583-0142, $V = 11.90^m$, $P = 3.8802^d$) была открыта как переменная из Гарвардских пластинок [27] и отнесена к затменным двойным типа Алголя. Первая кривая блеска (в главном минимуме) была построена в [28] по визуальным наблюдениям. До сих пор не опубликована полная кривая блеска и, соответственно, нет параметров орбиты. Имеются лишь приближенные оценки характеристик этой системы, полученные в работе [9]. По этим данным

CU Peg — полуразделенная система, состоящая из компонентов спектральных классов (A0) + [K4IV], имеющих массы $M_1 = 2.4M_{\odot}$, $M_2 = 0.43M_{\odot}$ и абсолютные радиусы $R_1 = 2.20R_{\odot}$, $R_2 = 3.45R_{\odot}$; светимость главного компонента составляет 0.87 от светимости всей системы. То, что период CU Peg меняется, первым обнаружил Шафранек [28] на основе всех имевшихся к тому времени моментов минимумов, однако, он не приводит количественных характеристик изменения периода. В [29] на основе 12 моментов минимумов CU Peg в интервале JD 2433895 ÷ 2450708 (1951–1997 гг.) было найдено, что период системы монотонно меняется со скоростью 2.00×10^{-6} дней/год (коэффициент при квадратичном члене 1.08×10^{-8}). В работе [30] были использованы все опубликованные к тому времени моменты минимумов CU Peg (в том числе 2 самых ранних) и добавлены к ним определенные авторами 5 фотографических минимумов и один из ПЗС-наблюдений. Из этих данных также было получено монотонное вековое изменение периода со скоростью 1.38×10^{-6} дней/год, то есть примерно такое же, как и полученное в [29]. С тех пор было получено несколько новых (в основном из ПЗС-наблюдений) моментов минимумов, что позволяет пересмотреть изменение периода в этой системе.

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы CU Peg были использованы, во-первых, моменты минимумов из базы данных В. R. N. O. [15]. Во-вторых, моменты минимумов, приведенные в работе [30]. Поскольку в обоих списках были обнаружены ошибки, все моменты минимумов были проверены по первоисточникам. Список моментов минимумов CU Peg приведен в табл. 5.

На рис. 5 приведены отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов CU Peg от вычисленных с линейными элементами (C), полученными по всем моментам минимумов из табл. 5 методом наименьших квадратов:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2445171^d.426(10) + 3^d.880229(4) \times T, \quad (8)$$

где T — эпоха наблюдения. Обозначения такие же, как на рис. 1. Из рисунка видно, что кроме вековых изменений периода, рассмотренных в работах [29] и [30], в системе наблюдаются циклические колебания периода, которые проявили себя благодаря самым последним наблюдениям моментов минимумов. В дальнейшем анализе мы не использовали сильно отклоняющуюся точку JD = 2452908.679, а остальные моменты минимумов были представлены

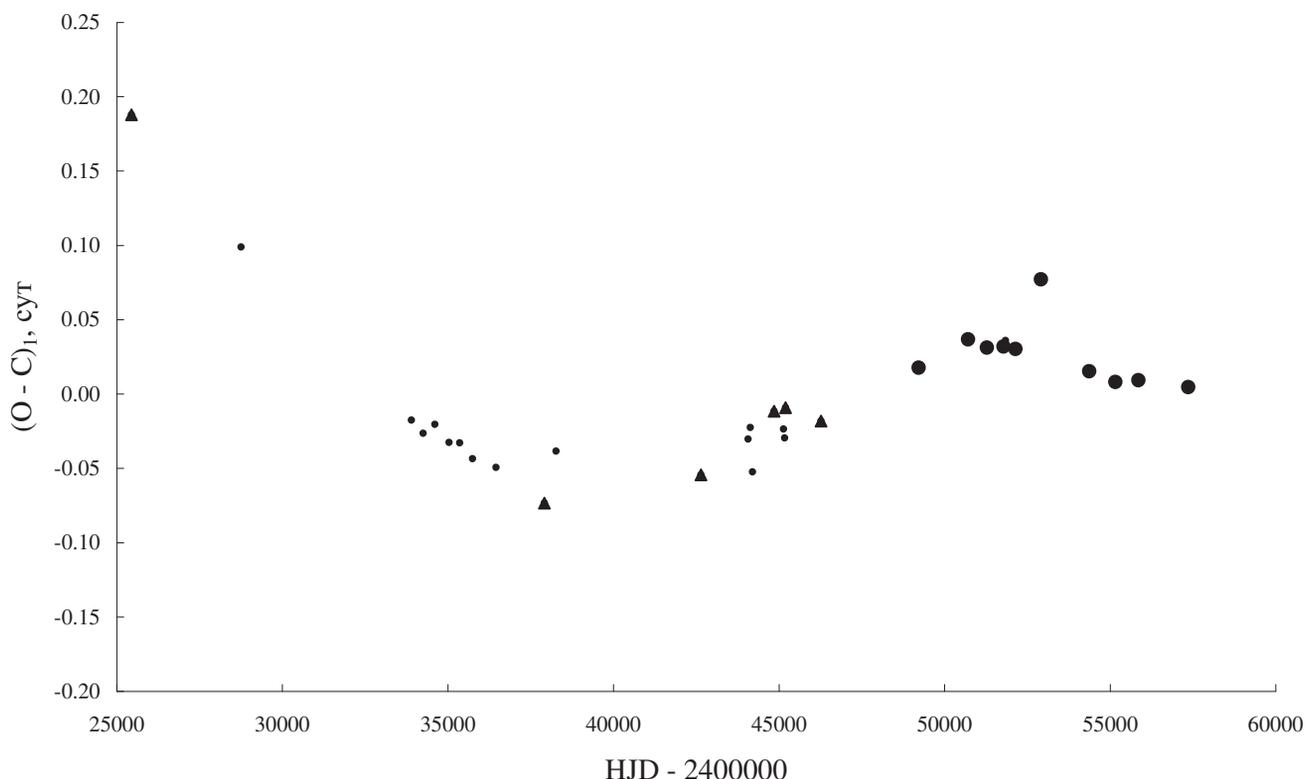


Рис. 5. Отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых моментов минимумов CU Peg от вычисленных с линейными элементами (8). График построен с использованием всех моментов минимумов из табл. 5. Обозначения те же, что на рис. 1.

Таблица 5. Моменты главного минимума CU Peg

Окончание табл. 5

№	HJD 2400 000 +	Метод	Литература
1	25444.53	pg	[27]
2	28750.396	vis	[31]
3	33895.463	vis	[32]
4	34248.555	vis	[33]
5	34605.542	vis	[34]
6	35032.355	vis	[35]
7	35358.294	vis	[36]
8	35742.426	vis	[37]
9	36452.502	vis	[38]
10	37911.444	pg	[30]
11	38268.46	vis	[39]
12	42641.462	pg	[30]
13	44065.530	vis	[40]
14	44135.382	vis	[41]
15	44201.316	vis	[41]
16	44849.355	pg	[30]

№	HJD 2400 000 +	Метод	Литература
17	45136.480	vis	[42]
18	45171.396	vis	[42]
19	45198.578	pg	[33]
20	46265.632	pg	[33]
21	49218.522	ccd	[43]
22	50708.5489	ccd	[44]
23	51278.9370	ccd	Rotse data
24	51779.4873	ccd	[45]
25	51841.575	vis	[46]
26	52136.4667	ccd	[45]
27	52908.679	ccd	[30]
28	54367.5832	-Ir	[47]
29	55155.2625	ccd	[48]
30	55853.7049	ccd	[49]
31	57355.3488	-U-I	[50]

квадратичной зависимостью, параметры которой были определены также методом наименьших квадратов:

$$C_2 \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2445171.388(8) + 3.880238(3)^d \times T + (8 \pm 1)^d \times 10^{-9} \times T^2. \quad (9)$$

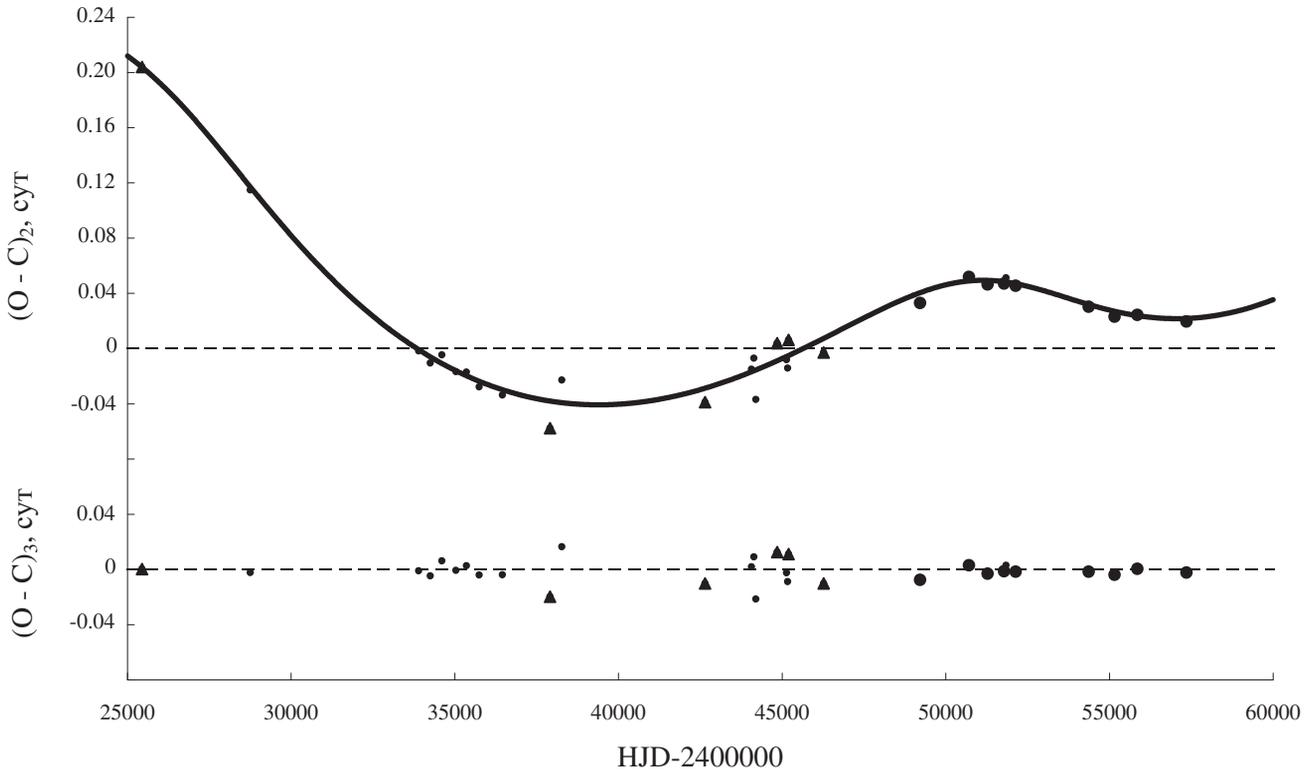


Рис. 6. Отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов CU Peg от вычисленных с линейными элементами из представления (10). Сплошная кривая — сумма теоретических кривых для параболы и светового уравнения с параметрами из табл. 6. В нижней части рисунка приведены значения $(O - C)_3$, полученные вычитанием из $(O - C)_2$ параболы и светового уравнения. Обозначения те же, что на рис. 1.

Таблица 6. Параметры гипотетической долгопериодической орбиты CU Peg

Параметр	Значение
P_3	(25260 ± 130) сут = (69.2 ± 0.4) лет
A_3	(0.050 ± 0.003) сут
e_3	0.30 ± 0.11
ω_3	$119^\circ \pm 10^\circ$
JD_3	2426400 ± 560
$a_3 \sin i_3$	$(1.30 \pm 0.08) \times 10^9$ км = (8.7 ± 0.5) а. е.

Остаточные разности, полученные после исключения параболы, имеют циклический характер, поэтому моменты минимумов CU Peg были представлены выражением:

$$\begin{aligned}
 \text{HJD}(\text{Min } 1) = & 2445171.409(6) + \\
 & + 3.880229(2)^d \times T + (6.5 \pm 0.6)^d \times 10^{-9} \times T^2 + \\
 & + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(v + \omega_3). \quad (10)
 \end{aligned}$$

Параметры орбиты третьего тела в CU Peg были определены таким же способом, как и в предыдущих разделах. Они приведены в табл. 6, где использованы те же обозначения, что в табл. 1. На рис. 6 приведены

отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов CU Peg от вычисленных с линейными элементами из представления (10). Сплошная кривая — сумма теоретических кривых для параболы и светового уравнения с параметрами из табл. 6. В нижней части рис. 6 приведены значения $(O - C)_3$, полученные вычитанием из $(O - C)_2$ параболы и светового уравнения. Из этого рисунка видно, что полученное представление неплохо удовлетворяет наблюдениям, причем остаточные разности не показывают никаких систематических изменений. На рис. 7 приведены отклонения $(O - C)_4$ наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с квадратичными элементами (10). Сплошная линия на рис. 7 — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 6. Отметим, что полученные параметры светового уравнения следует считать предварительными, для их уточнения нужны новые высокоточные наблюдения.

Вековое увеличение периода в затменно-двойной системе CU Peg можно объяснить равномерным перетеканием вещества от менее массивного компонента к более массивному без изменения общего углового момента. В этом случае [51]:

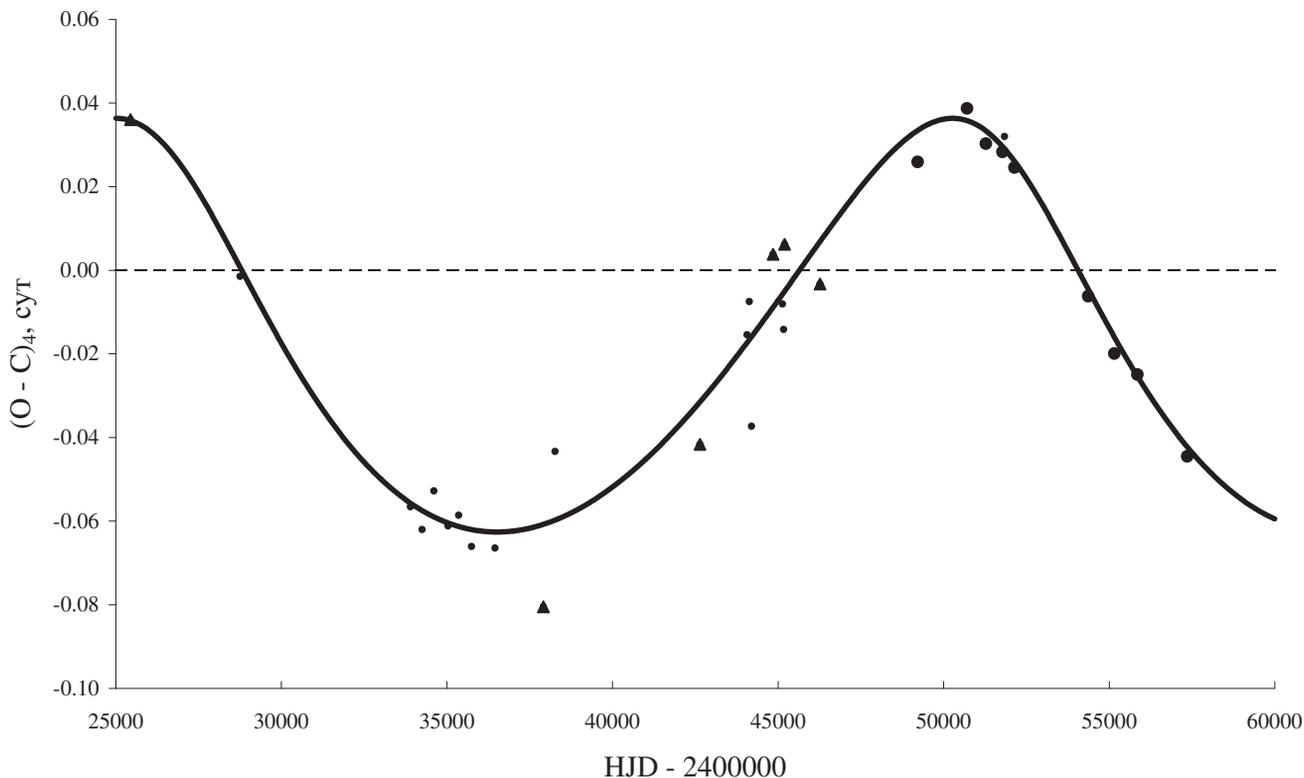


Рис. 7. Отклонения $(O - C)_4$ наблюдаемых моментов минимумов CU Peg от вычисленных с квадратичными элементами (10). Сплошная линия — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 6. Обозначения те же, что на рис. 1.

$$\dot{M}_2 = -M_2 \dot{P} P^{-1} \frac{1}{3(1-q)}, \quad (11)$$

где $q = M_2/M_1$.

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} = \frac{dP}{dE} \frac{dE}{dt} = \frac{2Q}{P_0},$$

где Q — коэффициент при квадратичном члене в представлении моментов минимумов. Подставляя выражение для \dot{P} в уравнение (11), получим (в приближении $P \approx P_0$):

$$\dot{M}_2 = -M_2 \frac{2Q}{P^2} \frac{1}{3(1-q)}. \quad (12)$$

В нашем случае $Q = 6.5^d \times 10^{-9}$, $P_0 = 3.880229^d$, откуда $\dot{P} = 1.22 \times 10^{-6}$ дней в год. Используя приближенные оценки масс компонентов из [9], находим $\dot{M}_2 = 5.5 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$.

Циклические изменения орбитального периода, прежде всего, можно интерпретировать как движение в долгопериодической орбите с параметрами, приведенными в табл. 6. Массу третьего тела можно оценить, вычислив функцию масс: $f(M_3) = 0.135 M_\odot$. Используя приведенные выше оценки масс компонентов затменно-двойной системы, находим мини-

мальное значение массы третьего тела $M_3 = 1.33 M_\odot$. Из оценок относительных светимостей и масс компонентов из [9] и соотношения масса-светимость в соответствующем диапазоне масс [21] можно оценить светимости компонентов двойной и третьего тела (при условии, что третье тело — звезда Главной последовательности): $L_1 \approx 44 L_\odot$, $L_2 \approx 6.6 L_\odot$, $L_3 \approx 3.4 L_\odot$ и вклад третьего тела в общую светимость системы $L_3/(L_1 + L_2 + L_3) \approx 0.07$. Таким образом, вклад третьего тела в светимость системы должен составлять не менее 7% и его можно было бы обнаружить из наблюдений кривой блеска.

Вторичный компонент в затменно-двойной системе CU Peg имеет спектральный класс $\sim K4$ и попадает в число звезд, имеющих конвективную оболочку. Используя те же соотношения, что и в предыдущих разделах, находим оценки величин, характеризующих циклы магнитной активности. Эти величины приведены в табл. 7. Полученные оценки магнитных и энергетических величин вполне укладываются в допустимые рамки. Возможные изменения светимости системы также невелики. Следовательно, магнитные колебания также могут быть причиной циклических изменений периода CU Peg.

Таблица 7. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента CU Peg

Величина	Значение
P_{mod}	25 260 сут
$\Delta(O - C)$	0.050 сут
ΔP	4.17 с
ΔJ	8.15×10^{47} г см ² /с
ΔE	4.04×10^{41} эрг
B	2.25×10^3 Гаусс
ΔL	5.82×10^{32} эрг/с = $0.15 L_{\odot} = 0.02 L_2$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог, можно сказать следующее. Диаграммы O – C для RW Car и BG Peg хорошо представляются синусоидальными кривыми. Хотя световое уравнение очень хорошо подходит для представления обеих диаграмм O – C, масса третьего тела в обоих случаях получается слишком большой. Альтернативным объяснением циклических изменений орбитального периода в затменно-двойной системе может быть периодическая магнитная активность вторичного компонента. Для RW Car и BG Peg это объяснение подходит. В затменно-двойной системе CU Peg изменения периода представляются суммой параболы и синусоиды. Параболическую составляющую можно объяснить перетеканием вещества от вторичного компонента к главному. Синусоидальная составляющая может быть следствием присутствия дополнительного тела в системе, причем в отличие от двух других рассмотренных систем его масса не столь велика. Синусоидальные изменения периода в CU Peg могут быть также следствием магнитной активности вторичного компонента.

Для уточнения характера изменений орбитального периода в рассмотренных затменно-двойных системах нужны дальнейшие наблюдения моментов минимумов, а также высокоточные кривые блеска для уточнения орбитальных параметров. Желательно также получение кривых лучевых скоростей для надежного определения масс компонентов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. S. Hall*, Space Sci. Rev. 50, 219 (1989).
2. *J. J. Matese and D. P. Whitmire*, Astron. Aph. 117, L7–L9 (1983).
3. *J. H. Applegate*, Astrophys. J. 385, 621 (1992).
4. *A. F. Lanza, M. Rodono, and R. Rosner*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 296, 893 (1998).
5. *A. F. Lanza and M. Rodono*, Astron. and Astrophys. 349, 887 (1999).

6. *E. C. Pickering*, Astron. Nachr. 184, 5 (1910).
7. *A. B. Wyse*, Lick Bull. № 464 (1934).
8. *A. B. Соловьев*, Переменные звезды 10, 410 (1956).
9. *M. A. Svechnikov and Eh. F. Kuznetsova*, VizieR On-line Data Catalog: Approximate elements of eclipsing binaries (1990).
10. *В. П. Цесевич*, Астрон. цирк. № 15, 6 (1943).
11. *В. П. Цесевич*, Переменные звезды 11, 403 (1957).
12. *J. M. Kreiner*, Acta Astron. 21, 365 (1971).
13. *A. Erdem, F. Soydugan, S. S. Doğru, B. Özkardeş, D. Doğru, M. Tüysüz, O. Demircan*, New Astron. 12, 613 (2007).
14. *P. Zashe*, Multiple stellar systems under photometric and astrometric analysis, Doctoral Thesis, p. 23–24 (2008).
15. *B. R. N. O. Project — Eclipsing Binaries database*, <http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php>.
16. *S. Qian*, Astrophys. J. 119, 3064 (2000).
17. *S. Qian*, Astrophys. J. 122, 2686 (2001).
18. *S. Qian*, Publs Astron. Soc. Pacif. 114, 650 (2002).
19. *Д. Я. Мартынов*, в кн. *М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренаго, Н. Ф. Флоря, В. П. Цесевич*. Переменные звезды (Гостехиздат, т. 3, стр. 464–490, 1947).
20. *А. И. Халиуллина и Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. 61, 393 (1984).
21. *Z. Eker, F. Soudugan, E. Soydugan, S. Bilir, E. Yaz Gökçe, I. Steer, M. Tüysüz, T. Şenyüz, and O. Demircan*, Astron. J. 149, 131 (2015).
22. *S. Blazko*, Переменные звезды 3, 96 (1931).
23. *W. Götz and W. Wenzel*, Mitt. Veränder. Sterne 1, №505 (1960).
24. *E. Soydugan, F. Soydugan, T. Şenyüz, Ç. Püsküllü, O. Demircan*, New Astron. 16, 72 (2011).
25. *T. Senyüz and E. Soydugan*, Proceeding IAU Symp. №301, 483 (2013).
26. *A. N. Cox, ed.*, Allen’s Astrophysical Quantities, fourth edition (New York, Berlin, Heideberg: Springer, 2000).
27. *N. Shapley, and E. M. Hughes*, Annals of Harvard College Obs. 90, 163 (1940).
28. *R. Szafraniec*, Acta Astron. 26, 25 (1976).
29. *S. Qian*, Astrophys. Space Sci. 282, 399 (2002).
30. *E. Panko, P. Flin, and A. Pikhun*, Astrophys. Space Sci. 305, 385 (2006).
31. *Б. В. Кукаркин*, Переменные звезды 5, 193 (1938).
32. *R. Szafraniec*, Acta Astron. ser. c 5, 10 (1952).
33. *R. Szafraniec*, Acta Astron. ser. c 5, 51 (1953).
34. *R. Szafraniec*, Acta Astron. ser. c 5, 189 (1955a).
35. *R. Szafraniec*, Acta Astron. ser. c 5, 193 (1955b).
36. *R. Szafraniec*, Acta Astron. 6, 141 (1956).
37. *R. Szafraniec*, Acta Astron. 7, 188 (1957).
38. *R. Szafraniec*, Acta Astron. 9, 48 (1959).
39. *K. Kordylewski*, Inform. Bull. Var. Stars, №35 (1963).
40. *K. Locher*, BBSAG Bull. 44 (1979a).
41. *K. Locher*, BBSAG Bull. 45 (1979b).

42. *K. Locher*, BBSAG Bull. 61 (1982).
43. *A. Paschke*, BBSAG Bull. 105 (1994).
44. *J. Safar and M. Zejda*, Inform. Bull. Var. Stars, №4887 (2000).
45. *L. Brat, M. Zejda and P. Svoboda*, Open Europ. J. on Var. Stars 74, 1 (2007).
46. *P. Guilbaut*, BBSAG Bull. 124 (2001).
47. *J. Hubscher, H.-M. Steinbach, and F. Walter*, Inform. Bull. Var. Stars, №5830 (2008).
48. *J. Hubscher, P. B. Lehmann, G. Monninger, H.-M. Steinbach, and F. Walter*, Inform. Bull. Var. Stars, № 5941 (2010).
49. *R. Diethelm*, Inform. Bull. Var. Stars, №6011 (2012).
50. *J. Hubscher*, Inform. Bull. Var. Stars, №6196 (2017).
51. *Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. 51, 395 (1974).

ORBITAL PERIOD VARIATIONS OF THE ECLIPSING BINARIES RW CAP, BG PEG, AND CU PEG

A. I. Khaliullina^a

^a*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia*

The variations in the orbital period of the eclipsing binaries RW Cap, BG Peg, and CU Peg have been analyzed. The variations in the period of RW Cap and BG Peg can be well represented by cyclic variations with large amplitude. It has been shown, that these variations cannot be explained by the presence of a third body. They can be a consequence of the magnetic activity of the secondary components having a convective zone. The variations in the period of CU Peg can be represented by a superposition of a secular period increase due to exchange of matter between the components and cyclic variations. These cyclic variations can occur due to the presence of a third body in the system or they can be a consequence of the magnetic activity of the secondary component.

Keywords: binary stars, eclipsing stars, individual — RW Cap, BG Peg, CU Peg

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЭКЗОПЛАНЕТЫ НАТ-Р-11В

© 2024 г. Е. С. Беленькая^{1,*}, И. И. Алексеев^{1,**}, В. В. Калегаяев^{1,***}

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия

*E-mail: elena@dec1.sinp.msu.ru

**E-mail: iialexeev@mail.ru

***E-mail: klg@dec1.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 12.10.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.

Принята в печать 21.11.2023 г.

На основе имеющихся данных о магнитном поле звезды НАТ-Р-11 и ближайшей к ней экзопланеты НАТ-Р-11b, а также информации о звездном ветре в этой системе строится модель магнитосферного магнитного поля НАТ-Р-11b. Показано, как величина и ориентация межпланетного магнитного поля контролируют структуру магнитосферы. Каждый компонент магнитного поля звездного ветра создает определенный тип пересоединения с магнитосферным магнитным полем экзопланеты.

Ключевые слова: магнитосфера, экзопланета, звезда, звездный ветер

DOI: 10.31857/S0004629924010031 EDN: LFUZY

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда НАТ-Р-11 в созвездии Лебедя расположена на расстоянии 123.3 световых лет от Солнца (или 37.8 пк). Ее спектральный класс — К4. Вокруг нее вращаются две экзопланеты, НАТ-Р-11b и НАТ-Р-11c, с большими полуосями орбит 0.053 и 4.13 а.е. соответственно. Экзопланета НАТ-Р-11b, открытая в 2009 г., имеет орбитальный период 4.9^d. Это газовый гигант размером с Нептун с массой $\sim 0.074M_J$, где $M_J \sim 1.9 \times 10^{27}$ кг — масса Юпитера.

С помощью УФ-наблюдений космическим телескопом Хаббл (HST) поглощения нейтрального водорода и ионизированного углерода во время транзитов был сделан вывод о существовании магнитного поля экзопланеты НАТ-Р-11b [1]. Бен-Джаффель и др. [1] подробно описали метод, который они использовали для решения этой задачи.

Магнитное поле может объяснить наблюдаемый длинный хвост ионов углерода С II вокруг экзопланеты. НАТ-Р-11b — одна из немногих экзопланет с оцененным магнитным полем (1–5 Гс [1]). Так, Кислякова и др. [2] ранее оценили магнитный момент другой экзопланеты — HD 209458b.

В данной работе мы используем параболическую модель, построенную ранее в нашей лаборатории для планетных магнитосфер Солнечной системы [3, 4, 5, 6, 7] и для некоторых экзопланет [8, 9, 10]. Здесь мы кратко опишем структуру магнитосферного магнитного поля в параболической модели.

2. ПАРАБОЛОИДНАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ

Модель магнитосферы названа параболической, потому что форма границы магнитосферы (магнитопаузы) описывается параболической вращением вокруг оси X , направленной из центра планеты к звезде:

$$\frac{x}{R_1} = 1 - \frac{y^2 + z^2}{2R_1^2}. \quad (1)$$

Ось Y направлена к вечеру, а ось Z — к северу перпендикулярно X и Y в плоскости, содержащей ось X и ось магнитного диполя планеты. Система координат (X, Y, Z) называется звездно-магнитосферной.

Параметр модели R_1 — расстояние от центра планеты до фронтальной точки магнитопаузы. Звездный ветер, обтекающий небесное тело, создает вокруг него магнитосферу, хвост которой вытянут в антизвездном направлении.

Крупномасштабные токовые системы поддерживают конфигурацию магнитосферы. Токовая система хвоста включает в себя токи поперек нейтрального токового слоя хвоста в экваториальной плоскости и токи их замыкания на магнитопаузе. Расстояние от центра планеты до внутреннего края токового слоя хвоста — второй параметр магнитосферы R_2 .

Токи экранировки на магнитопаузе защищают внешнее пространство от проникновения в него

магнитосферного поля от всех магнитосферных источников и магнитосферу от проникновения звездного ветра и частично от внешнего межпланетного магнитного поля (ММП). Эти токовые системы характерны для магнитосфер экзопланет земного типа.

Для Юпитера и Сатурна в Солнечной системе существует дополнительная токовая система, связанная с кольцевым током или магнитодиском, играющая значительную роль. Кольцевой ток есть также в магнитосфере Земли, но там он намного слабее, чем в магнитосферах планет-гигантов, и имеет другую природу. R_{d1} и R_{d2} — планетоцентрические расстояния до внешнего и внутреннего краев магнитодиска.

R_1 , R_2 , R_{d1} и R_{d2} — геометрические параметры, характеризующие магнитосферные токовые системы. Есть еще два параметра, описывающих магнитное поле на внутреннем крае токового слоя хвоста B_i и на внешнем крае магнитодиска B_{DC11} . Параболоидная модель также включает частично проникающее ММП с коэффициентом проникновения $k \sim 0.1-0.2$ (как для Земли) [11, 12].

Следующий модельный параметр — угол наклона диполя ψ (угол между северной осью магнитного диполя и осью Z). Также параметрами являются три компонента ММП в звездно-магнитосферной системе координат (B_{IMFx} , B_{IMFy} , B_{IMFz}) и магнитное поле на экваторе планеты B_{pl} .

3. МАГНИТОСФЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ НАТ-Р-11В

Бен-Джаффель и др. [1], анализируя линии поглощения ионов С II и Н I Ly α во время транзитов, оценили магнитное поле на экваторе НАТ-Р-11в как $B_{pl} \sim 1-5$ Гс со средним значением 2.4 Гс. Из их работы [1, рис. 4с] следует, что плотность звездного ветра перед дневной магнитосферой НАТ-Р-11в была $\sim 3.3 \times 10^3$ см $^{-3}$. Также Бен-Джаффель и др. [1] определили, что скорость звездного ветра от НАТ-Р-11 порядка 500–600 км/с. Авторы оценили магнитное поле этой звезды как 1–2 Гс (со средним значением 1.5 Гс).

Из работы [1, рис. 4д] следует, что магнитосфера НАТ-Р-11в имеет каплеобразную форму. Это означает, что орбита планеты со средним расстоянием от звезды ~ 0.0465 а. е. находится за альфвеновским радиусом в звездном ветре. На альфвеновском радиусе плотности магнитной и кинетической энергий равны. У находящейся за альфвеновским радиусом планеты возникает каплеобразная магнитосфера с ударной волной перед ней. Структура магнито-

сферы в работе [1, рис. 4д] была получена на основе наблюдений на космическом телескопе Хаббл (HST) во время транзитов НАТ-Р-11в. Авторы оценили размер магнитосферы от $\sim 20R_{pl}$ на дневной стороне до, возможно, нескольких тысяч R_{pl} в хвосте, как в Солнечной системе (это верхний предел), где R_{pl} — радиус экзопланеты, равный $\sim 2.8 \times 10^4$ км [1].

Такой тип магнитосферы возникает в сверхзвуковом и сверхальфвеновском звездном ветре. В этих условиях динамическое давление звездного ветра, $p_{dynsw} = m_p n_{sw} V_{sw}^2$, доминирует по сравнению с тепловым и магнитным давлением [13]. Здесь m_p — масса протона, n_{sw} и V_{sw} — плотность и скорость звездного ветра на орбите планеты (для V_{sw} мы взяли среднее значение ~ 550 км/с). Поэтому в уравнении для баланса давлений на дневной магнитопаузе рассматриваем только динамическое давление звездного ветра. Используя параметры звездного ветра, описанные выше, получаем:

$$p_{dynsw} = m_p n_{sw} V_{sw}^2 = 1.67 \times 10^{-27} \text{ кг} \times \\ \times 3.3 \times 10^9 \text{ м}^{-3} \times (550 \times 10^3)^2 \text{ м}^2 \text{ с}^{-2} = 1667 \text{ нПа}. \quad (2)$$

В магнитосферной физике p_{dynsw} на дневной магнитопаузе умножается на коэффициент $k_{sw} = 0.88$, полученный для одноатомного звездного ветра [14]:

$$k_{sw} p_{dynsw} = 1467 \text{ нПа}. \quad (3)$$

В первом приближении предполагаем, что с магнитосферной стороны на дневной магнитопаузе главный вклад в давление дает магнитное поле планеты и поле токов экранировки на магнитопаузе, если экзопланета типа Земли (однако в рассматриваемом случае это планета размером с Нептун). Предполагая, что поле планеты дипольное, мы получаем следующее выражение для планетоцентрического расстояния до дневной точки остановки на магнитопаузе R_1 [13]:

$$\frac{R_1}{R_{pl}} = \left\{ \frac{k_m^2 B_{pl}^2}{2\mu_0 (k_{sw} p_{dynsw})} \right\}^{1/6}. \quad (4)$$

Здесь $k_m = 2.44$ показывает, как магнитосферное магнитное поле возрастает благодаря токам магнитопаузы [7]. Используя описанные выше параметры, мы получаем для $B_{pl} = 2.4$ Гс = 240 000 нТл:

$$\frac{R_1}{R_{pl}} \sim 7. \quad (5)$$

Поскольку магнитное поле экзопланеты было оценено в пределах 1–5 Гс, мы можем выбрать значение $B_{pl} = 4.2$ Гс = 420 000 нТл, например. В этом случае:

$$\frac{R_1}{R_{pl}} \sim 8.4. \quad (6)$$

Однако оба эти результата противоречит выводам [1, рис. 4с, 4d], полученным на базе наблюдений HST, показывающим, что дневная магнитопауза ограничена на расстоянии $\sim 20R_{pl}$ от центра экзопланеты, но не на $7R_{pl}$ или $8.4R_{pl}$.

Для согласования с данными наблюдений мы предположили, что НАТ-P-11b может иметь магнитодиск, как Юпитер или Сатурн в Солнечной системе. При этом нужно найти модельные параметры, соответствующие $R_1 = 20R_{pl}$. R_2 (расстояние до внутреннего края токового слоя хвоста) обычно считалось равным $\sim 0.7R_1$ в моделях магнитосфер планет Солнечной системы и экзопланет [9], поэтому мы используем эту оценку и для НАТ-P-11b, что дает $R_2 = 14R_{pl}$. Поскольку мы не знаем точно угол наклона диполя планеты ψ , считаем его равным нулю и предполагаем, что ось диполя НАТ-P-11b направлена на север.

Для согласования с данными наблюдений мы выбрали произвольно $B_{pl} = 4.2 \times 10^5$ нТл и $B_t = -60$ нТл. Используя опыт построения моделей магнитосферы для Юпитера и Сатурна, мы предполагаем, что $B_t = -B_{DC11}$, следовательно, $B_{DC11} = 60$ нТл. Поскольку мы также не имеем информации о расположении магнитодиска в магнитосфере, мы полагаем, что его внешний край может находиться несколько ближе к планете, чем внутренний край токового слоя хвоста, например, $r_{d1} = 12R_{pl}$ и $r_{d2} = 8R_{pl}$. Все параметры выбраны произвольно, этот выбор оправдан только тем, что получен результат, сравнимый с наблюдениями. Для более обоснованного выбора параметров нужно иметь больше информации об условиях в магнитосфере экзопланеты. Таким образом, мы получили следующий набор магнитосферных параметров для НАТ-P-11b:

- планетоцентрическое расстояние до фронтальной точки магнитопаузы $R_1 = 20R_{pl}$;
- планетоцентрическое расстояние до внутреннего края токового слоя хвоста $R_2 = 14R_{pl}$;
- магнитное поле на внутреннем крае токового слоя хвоста $B_t = -60$ нТл;
- магнитное поле на внешнем крае магнитодиска $B_{DC11} = 60$ нТл;
- планетоцентрическое расстояние до внешнего края магнитодиска $r_{d1} = 12R_{pl}$;
- планетоцентрическое расстояние до внутреннего края магнитодиска $r_{d2} = 8R_{pl}$;

- магнитное поле на экваторе экзопланеты $B_{pl} = 4.2 \times 10^5$ нТл;

- ось магнитного диполя по предположению направлена на север, следовательно, угол наклона диполя $\psi = 0$;

- коэффициент проникновения ММП $k = 0.1$;

- радиус экзопланеты $R_{pl} = 2.8 \times 10^4$ км;

- среднее расстояние до центральной звезды $d = 0.053$ а. е.;

- компоненты ММП выбираются произвольно, исходя из оценки магнитного поля звезды.

Если учесть орбитальную скорость экзопланеты, то скорость обтекающего потока будет равна:

$$\delta U = \mathbf{V}_{sw} - \mathbf{U}_k, \quad (7)$$

где \mathbf{U}_k — азимутальная кеплеровская скорость, а \mathbf{V}_{sw} — скорость звездного ветра, взятая нами равной 550 км/с,

$$U_k = \frac{2\pi d}{T}. \quad (8)$$

Здесь $d = 0.053$ а. е. $= 8 \times 10^6$ км — среднее расстояние планеты от звезды; $T = 4.9^d = 423360$ с — период обращения экзопланеты по орбите, тогда $U_k = 100$ км/с,

$$\delta U = (V_{sw}^2 + U_k^2)^{1/2}. \quad (9)$$

Отсюда следует, что $\delta U = 559$ км/с $= 1.02V_{sw}$. Таким образом, учет орбитальной скорости не сказывается на полученных результатах. Изменение направления осей ударной волны и магнитопаузы вследствие орбитального движения экзопланеты приведет к изменению направления осей используемой системы координат: ось X будет направлена не на звезду, а навстречу относительной скорости δU . В системе координат, повернутой на угол α , структура магнитосферы не изменится в рамках принятых допущений. Угол поворота α от старой оси X к новой X' определяется выражением: $\alpha = U_k/V_{sw} = 100/550 = 0.18$; $\alpha = 10.2^\circ$. За неимением точных данных о физических условиях в системе НАТ-P-11 сделаны грубые оценки в простейшем приближении без учета, в частности, угла наклона магнитного диполя к оси вращения экзопланеты, а также различия компонентов ММП в первоначальной и повернутой на азимутальный угол α системах координат.

4. МАГНИТОСФЕРА НАТ-P-11B ПРИ НУЛЕВОМ ММП

В начале исследования взаимодействия магнитосферы экзопланеты со звездным ветром рассмотрим случай равного нулю ММП. Соответству-

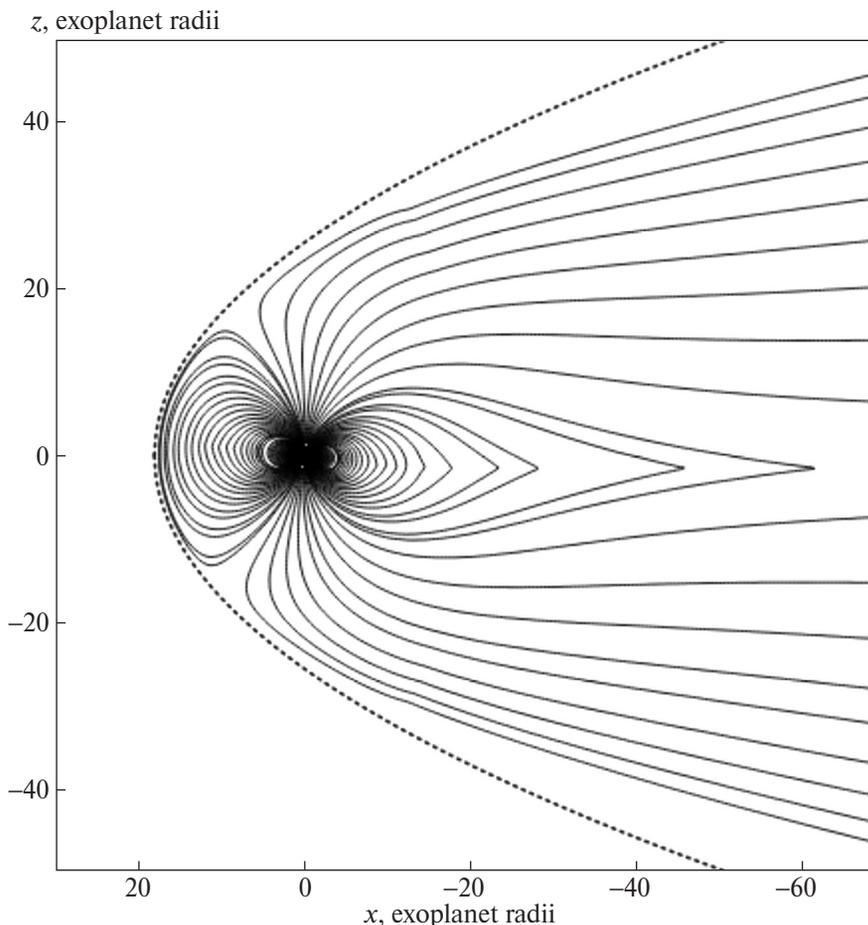


Рис. 1. Магнитосфера экзопланеты НАТ-Р-11b для равного нулю ММП в сечении полдень-полночь. Параметры модели приведены в тексте статьи, магнитный момент экзопланеты направлен на север. Сплошными линиями показаны магнитные силовые линии; пунктирной — магнитопауза. Крестиком обозначена экзопланета. X и Z координаты отложены по горизонтальной и вертикальной осям.

ющая структура магнитосферы показана на рис. 1. В этом случае мы получаем “закрытую” магнитосферу с открытыми силовыми линиями, не пересекающими магнитопаузу, а идущими в удаленный хвост. Размеры полученной магнитосферы сравнимы с полученными в работе [1] и представленными у них на рис. 4d.

5. ОТКРЫТАЯ МАГНИТОСФЕРА НАТ-Р-11В

Рассмотрим, как магнитосфера экзопланеты меняется под действием не равного нулю ММП. Для этого нужно знать магнитное поле звездного ветра. Бен-Джаффель и др. [1] оценили величину магнитного поля на экваторе НАТ-Р-11 как $B_{\text{star}} \sim 1\text{--}2$ Гс. Для сравнения поле Солнца ~ 1 Гс. Моррис и др. [15] отмечали, что звездная активность НАТ-Р-11 превышает солнечную. Для оценки магнитного поля звездного ветра, которое мы точно не знаем, мы используем грубую аналогию с солнечным ветром на орбите ближайшей планеты — Меркурия,

несмотря на то, что его расстояние от Солнца 0.31–0.47 а.е. [16], т.е. почти в 10 раз больше, чем расстояние НАТ-Р-11b от центральной звезды (0.053 а.е.). Согласно Расселу и др. [17], средняя величина ММП вблизи Меркурия ~ 30.5 нТл со стандартным отклонением 11.2 нТл. Учитывая, что НАТ-Р-11 более активная, чем Солнце, и экзопланета находится ближе к ней, мы берем компоненты ММП для вычислений вблизи НАТ-Р-11b произвольными, но немного большими, чем у Меркурия. Например, $|B_{\text{IMF}_x}| \sim 75$ нТл и $|B_{\text{IMF}_z}| \sim 38$ нТл для спокойных условий и ~ 110 нТл для возмущенных во время столкновений с корональными выбросами массы (КВМ) и т. д. Мы полагаем, что вблизи звезды в спокойных условиях главный компонент ММП, B_{IMF_x} , такой же, как у Солнца. Как меняется структура магнитосферы экзопланеты при северном ММП, показано на рис. 2.

Для северного ММП, параллельного диполю экзопланеты, магнитосфера становится открытой,

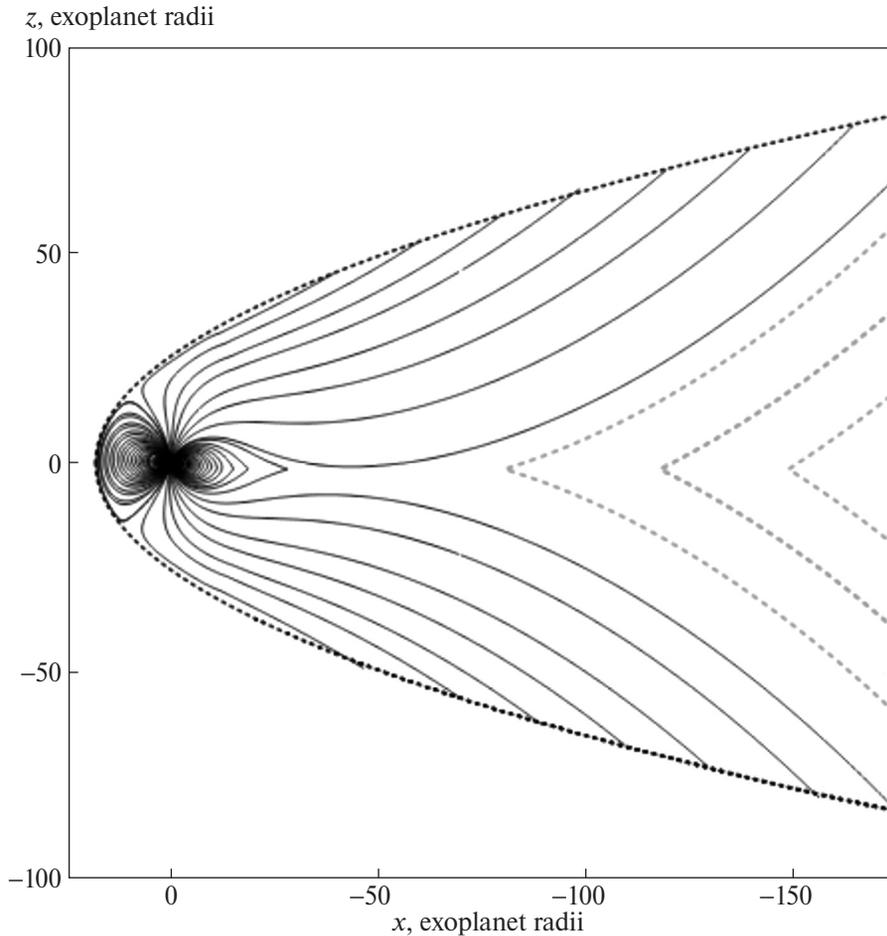


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для ММП с компонентами $\{0, 0, 38\}$ нТл. Открытая магнитосфера НАТ-P-11b для умеренного северного ММП. Штриховые линии на всех рисунках обозначают линии межпланетного магнитного поля, проникшие в магнитосферу (показана пунктиром).

как для Земли при южном ММП (земной магнитный диполь направлен на юг). Сравнение с результатами работы [1, рис. 4d] показывает хорошее согласие: расстояние от центра экзопланеты до фронтальной точки магнитопаузы $\sim 20R_{pl}$ и нейтральная точка в хвосте находится примерно на $-50R_{pl}$. В этом случае межпланетные магнитные линии заполняют магнитосферный хвост. Открытые силовые линии пересекают магнитопаузу и не идут в удаленный хвост параллельно линии звезда-планета, как при нулевом ММП.

На рис. 3 показана магнитосфера НАТ-P-11b при сильном северном ММП ($|B_{IMFz}| \sim 110$ нТл). В этом случае нейтральная точка в хвосте сдвигается ближе к экзопланете, и большая часть хвоста заполняется межпланетными силовыми линиями магнитного поля.

6. ЗАМКНУТАЯ МАГНИТОСФЕРА НАТ-P-11B

Для южного ММП с нулевыми B_{IMFx} (радиальной) и B_{IMFy} (азимутальной) компонентами магни-

тосфера экзопланеты с осью диполя, направленной на север, становится закрытой (рис. 4).

Для умеренного южного ММП (антипараллельного диполю экзопланеты) существуют только две открытые силовые линии, идущие в каспы. Межпланетное магнитное поле проникает в магнитосферу (пунктирные линии на рис. 4), ограничивая область замкнутых силовых линий.

В экстремальных условиях при столкновениях магнитосферы с КВМ или с коротящими взаимодействующими потоками с очень сильным южным ММП структура магнитосферы меняется, как это показано на рис. 5: область замкнутых силовых линий сжимается.

Однако для южного ММП магнитосфера экзопланеты с направленной к северу осью магнитного диполя становится замкнутой, только если другие компоненты ММП, B_{IMFx} и B_{IMFy} , равны нулю. Если хотя бы один из них отличен от нуля, магнитосфера становится открытой. Далее мы рассмотрим эффект

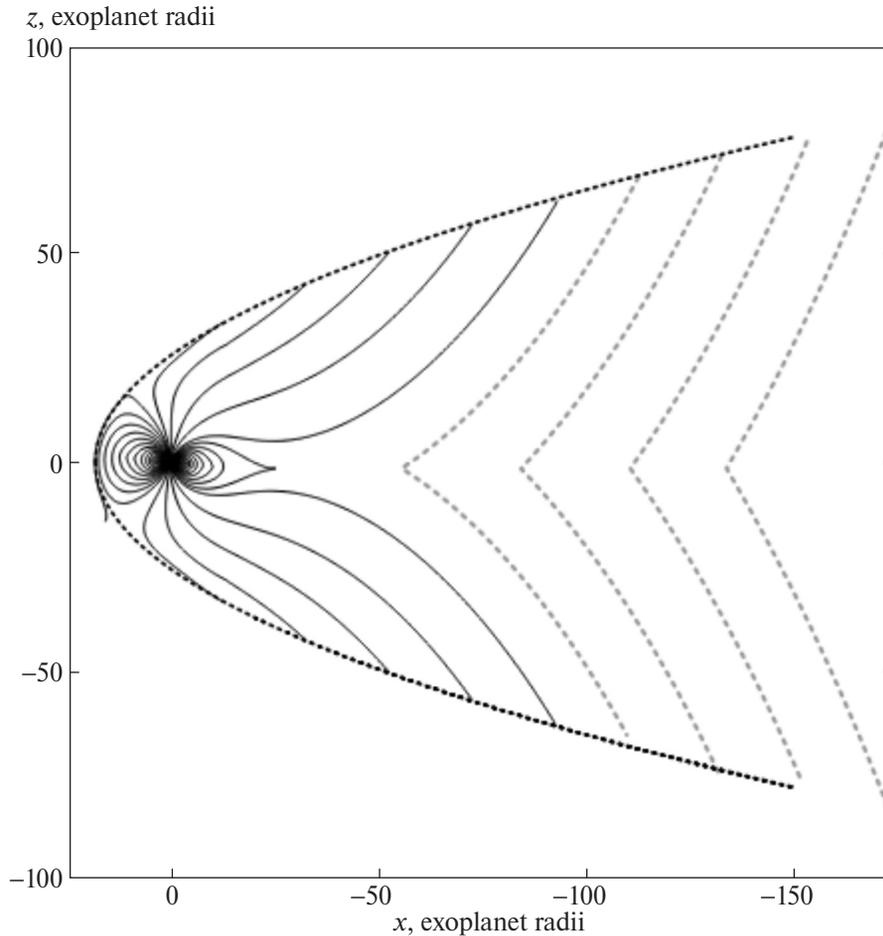


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для сильного северного ММП: $\{0, 0, 110\}$ нТл.

$B_{\text{IMF}x}$, так как это главный компонент ММП для экзопланеты, расположенной близко к родительской звезде.

7. МАГНИТОСФЕРА НАТ-R-11B ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНОМ РАДИАЛЬНОМ ММП

На рис. 6 представлена структура магнитосферы НАТ-R-11b для ММП с отрицательным (направленным от звезды) радиальным компонентом.

Отрицательный радиальный компонент ММП $B_{\text{IMF}x}$ драматически меняет магнитосферное магнитное поле. Первое трехмерное пересоединение происходит в северном каспе (для экзопланеты с направленным на север магнитным диполем). Там межпланетное магнитное поле пересоединяется с замкнутыми силовыми линиями, образуя открытые силовые линии двух полярных шапок. В северном полупространстве открытые силовые линии северной полярной шапки и межпланетные силовые линии (отмеченные пунктирными кривыми) идут в удаленный хвост вдоль линии планета-звезда.

В южном полупространстве мы видим иную структуру: поток открытых силовых линий, идущих в южную полярную шапку, разворачивается к южной магнитопаузе и пересекает ее; в остальной части южной магнитосферы межпланетные магнитные силовые линии идут в антизвездном направлении. Это результат второго двумерного пересоединения в экваториальном хвосте, где открытые силовые линии двух полярных шапок, сливаясь, образуют замкнутые и межпланетные силовые линии. В южном полупространстве возникает резкая граница открытых силовых линий, на которой силовые линии, идущие в южную полярную шапку, и межпланетные линии, уходящие от звезды, разделяются. Такая структура возникает из-за усиления вытянутого потока силовых линий в северном хвосте и ослабления в южном благодаря сильному отрицательному радиальному ММП, частично проникающему в магнитосферу.

Когда $B_{\text{IMF}x}$ меняет знак, мы получаем картину, симметричную представленной на рис. 6 относительно оси X в сечении день-ночь. В этом случае

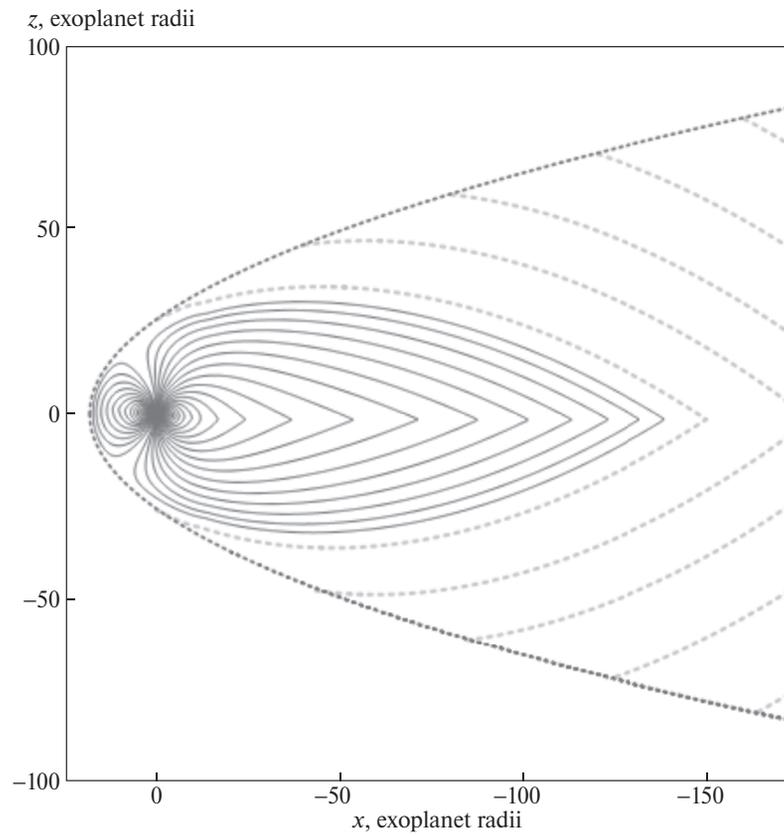


Рис. 4. Закрытая магнитосфера НАТ-R-11b при умеренном южном ММП: $\{0, 0, -38\}$ нТл.

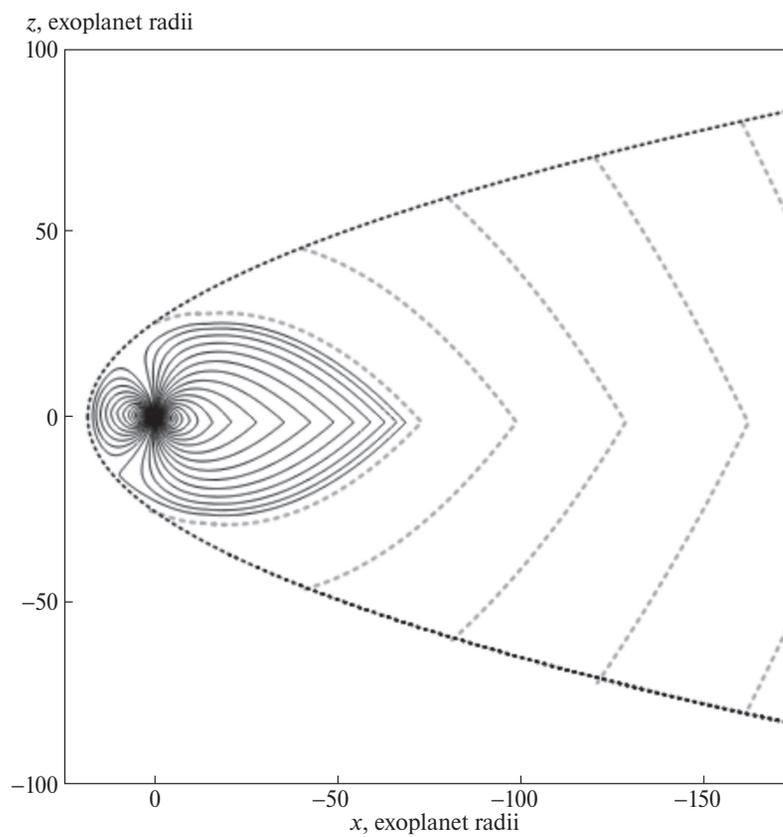


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для сильного южного ММП: $\{0, 0, -110\}$ нТл.

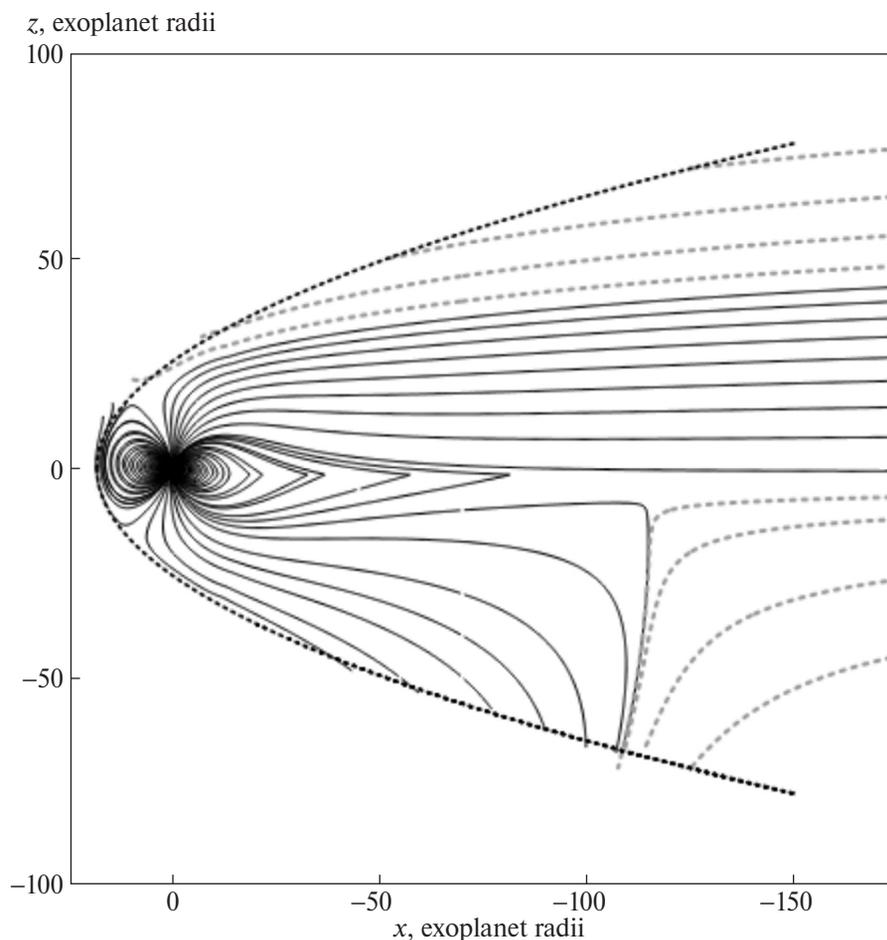


Рис. 6. Магнитосфера НАТ-Р-11b для ММП с отрицательным радиальным компонентом ММП: $\{-75, 0, 0\}$ нТл.

положительный радиальный компонент ММП усилит вытянутый поток в южном хвосте и ослабит в северном. Укороченный хвост будет в северной части магнитосферы противоположно случаю, представленному на рис. 6.

Мы видим, что при сильном радиальном ММП одновременно существуют двумерное и трехмерное пересоединения в магнитосфере. Для НАТ-Р-11b трехмерное пересоединение возникает в каспе, а двумерное — в экваториальном хвосте. В работе [18] показано, что в параболической модели для Земли при радиальном ММП тоже возникает двумерное и трехмерное пересоединения, и одна доля хвоста преобладает над другой.

Беленькая и др. [19] рассчитали в параболической модели магнитосферную структуру для отрицательного и положительного радиального ММП для Меркурия [19, рис. 7с, d]. Было показано, что синхронно существуют двумерное и трехмерное пересоединения и что одна доля хвоста значительно преобладает над другой.

Наличие диска в магнитосферной структуре для НАТ-Р-11b не меняет эти особенности при ради-

альном ММП. Как для планет земного типа, так и для экзопланеты НАТ-Р-11b первое пересоединение трехмерное и происходит в одном из каспов.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя доступные в литературе данные о системе звезды НАТ-Р-11, была построена параболическая модель магнитосферы экзопланеты НАТ-Р-11b. Оказалось, что при известных условиях в звездном ветре, в ММП и по имеющимся оценкам магнитного поля экзопланеты, необходимо существование магнитодиска вокруг НАТ-Р-11b для того, чтобы объяснить полученные на HST данные во время транзитов о размере магнитосферы. Были найдены параметры параболической модели магнитосферы экзопланеты и рассчитаны различные структуры магнитосферного магнитного поля в зависимости от величины и направления ММП.

Была получена структура магнитосферного магнитного поля, характерная для планет земного типа в Солнечной системе, которая возникает при сильном радиальном магнитном поле в звездном ветре.

Как для Земли и особенно Меркурия, для которого радиальное ММП имеет большое значение, у HAT-P-11b при радиальном ММП двумерное и трехмерное пересоединения одновременно возникают в магнитосфере, причем одна доля хвоста становится значительно меньше другой.

Изменение знака радиального и азимутального компонентов ММП приводит к изменениям структуры магнитосферы, симметричным относительно плоскостей XY и XZ соответственно. Изменение знака вертикального компонента ММП приводит к фундаментальной перестройке структуры магнитного пересоединения и, соответственно, магнитного поля магнитосферы.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. Ben-Jaffel, G. E. Ballester, A. Garcia Muñoz, P. Lavvas, et al.*, *Nature Astron.* 6, 141 (2022).
2. *K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, and M. L. Khodachenko*, *Science* 346(6212), 981 (2014).
3. *I. Alexeev, E. Belenkaya, V. Kalegaev, and Y. Lutov*, *J. Geophys. Res. Space Physics* 98(A3), 4041 (1993).
4. *I. Alexeev and E. Belenkaya*, *Ann. Geophysicae* 23(3), 809 (2005).
5. *I. Alexeev, V. Kalegaev, E. Belenkaya, S. Bobrovnikov, E. Bunce, S. Cowley, and J. Nichols*, *Geophys. Res. Letters* 33(L08101) (2006).
6. *I. Alexeev, E. Belenkaya, S. Yu. Bobrovnikov, J. Slavin, and M. Sarantos*, *J. Geophys. Res. Space Physics* 113(A12), id. A12210 (2008).
7. *I. Alexeev, E. Belenkaya, J. Slavin, H. Korth, et al.*, *Icarus* 209(1), 23 (2010).
8. *E. Belenkaya, M. Alexeev, M. Khodachenko, M. Panchenko, and Blokhina*, in: *European Planetary Science Congress 2010, held 20–24 September in Rome, Italy*; <http://meetings.copernicus.org/epsc2010>, p.72 .
9. *E. Belenkaya, I. Alexeev, and M. Blokhina*, *Universe* 8(4), id. 231 (2022).
10. *M. Khodachenko, I. Alexeev, E. Belenkaya, J.-M. Grießmeier, et al.*, in: *European Planetary Science Congress 2010, held 20–24 September in Rome, Italy*; Abstracts 5, <http://meetings.copernicus.org/epsc2010>, p.85 .
11. *I. I. Alexeev*, *J. Geomagnetism and Geoelectricity* 38(11), 1199 (1986).
12. *I. Alexeev, E. Belenkaya, S. Bobrovnikov, and V. Kalegaev*, *Space Sci. Rev.* 107(1), 7 (2003).
13. *J. D. Nichols and S. E. Milan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 461(3), 2353 (2016).
14. *J.R. Spreiter and A.Y. Alksne*, *Ann. Rev. Fluid Mechanics* 2, 313 (1970).
15. *B. M. Morris, L. Hebb, J. R. A. Davenport, G. Rohn, and S. L. Hawley*, *Astrophys. J.* 846(2), id. 99 (2017).
16. *P. Diego, M. Piersanti, M. Laurenza, and U. Villante*, *J. Geophys. Res. Space Physics* 125(9), id. e28281 (2020).
17. *C. Russell, D. Baker, and J. Slavin*, *The magnetosphere of Mercury* (Tucson: University of Arizona Press, 1988), p. 514.
18. *E. Belenkaya*, *J. Geophys. Res.* 103(A11), 26487 (1998).
19. *E. Belenkaya, I. Alexeev, J. Slavin, and M. Blokhina*, *Planet. Space Sci.* 75, 46 (2013).

MODELING OF THE EXOPLANET HAT-P-11B MAGNETOSPHERE

E. S. Belenkaya^a, I. I. Alexeev^a, V. V. Kalegaev^a

^a*Lomonosov Moscow State University, Skobel'syn Institute of Nuclear Physics (SINP MSU), Moscow, Russia*

Based on the available data on the magnetic field of the star HAT-P-11 and its closest exoplanet HAT-P-11b, as well as information on the stellar wind in this system, we construct the HAT-P-11b magnetic field magnetospheric model. We show how the value and orientation of the interplanetary magnetic field control the magnetospheric structure. Each component of the stellar wind's magnetic field creates a specific type of reconnection with the exoplanet's magnetic field.

Keywords: magnetosphere, exoplanet, star, stellar wind

МГД-МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ВОЛОКОН

© 2024 г. И. М. Султанов^{1,*}, С. А. Хайбрахманов^{2,1,3}

¹Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

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

³Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

*E-mail: syltahof@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.09.2023 г.

После доработки 24.10.2023 г.

Принята в печать 21.11.2023 г.

В работе с помощью кода FLASH выполнено численное магнитогазодинамическое (МГД) моделирование гравитационного коллапса и фрагментации цилиндрического молекулярного облака. В расчетах без магнитного поля облако быстро сжимается вдоль радиуса, и фрагментации не происходит. В расчетах с продольным магнитным полем коллапс волокна вдоль радиуса останавливается градиентом магнитного давления. В процессе дальнейшей эволюции на концах волокна образуются ядра с повышенной плотностью. В случаях с начальной интенсивностью магнитного поля $B = 1.9 \times 10^{-4}$ и 6×10^{-4} Гс концентрации газа в ядрах составляют $n \approx 1.7 \times 10^8$ и 2×10^7 см⁻³ соответственно. Ядра передвигаются к центру со сверхзвуковыми скоростями $|v_c| = 3.6$ и 5.3 км/с, их размеры вдоль радиуса и оси волокна составляют соответственно $d_r = 0.0075$ пк и $d_z = 0.025$ пк, $d_r = 0.03$ пк и $d_z = 0.025$ пк. Масса ядер увеличивается в процессе эволюции волокна и лежит в диапазоне $\approx (10-20)M_\odot$. Согласно полученным результатам, ядра, наблюдаемые на концах молекулярных волокон, могут быть естественным результатом эволюции волокон с продольным магнитным полем.

Ключевые слова: магнитные поля, магнитная газодинамика (МГД), численное моделирование, межзвездные молекулярные облака

DOI: 10.31857/S0004629924010044 EDN: LFUCTV

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные наблюдения показывают, что межзвездные облака имеют волокнистую структуру, которая прослеживается от сверхоблаков H I до отдельных молекулярных облаков [1]. Под волокнами понимаются вытянутые структуры на картах излучения межзвездной среды. Подобные волокна могут представлять собой либо цилиндрические облака, либо плоские слои молекулярного газа, видимые с ребра [2]. Большинство протозвездных облаков, в которых происходит звездообразование, располагаются внутри волокнообразных молекулярных облаков [3]. Поэтому исследование структуры и эволюции молекулярных волокон имеет важное значение для построения теории образования звезд.

Наблюдения показывают, что характерная ширина молекулярных волокон составляет порядка 10^{-1} пк, а длина варьируется от нескольких пк до сотен пк. Температура в волокнах лежит в диапазоне от 10 до 25 К, а плотность вещества — от 10^4 до 10^5 см⁻³ [2].

Поляризационное картирование молекулярных облаков указывает на то, что они пронизаны крупномасштабным магнитным полем [4]. В разреженных

облаках магнитное поле, как правило, направлено вдоль главной оси волокна, в плотных облаках — поперек. Согласно измерениям зеемановского расщепления линий OH и оценкам с помощью метода Чандрасекара—Ферми, установлено, что интенсивность магнитного поля волокон увеличивается с лучевой концентрацией N и лежит в диапазоне от 10^{-5} Гс для разреженных облаков с $N = 10^{19}$ см⁻² до 10^{-3} Гс для наиболее плотных волокон с $N = 10^{23}$ см⁻².

Вопрос о природе волокнистой структуры межзвездной среды в настоящее время является открытым [5]. Предложено несколько механизмов формирования волокон на различных уровнях иерархии межзвездной среды: паркеровская и тепловая неустойчивости на масштабах спиральных рукавов Галактики, гравитационная неустойчивость протяженных слоев газа, столкновения межзвездных ударных волн в турбулентной среде, крупномасштабные анизотропные движения газа в межзвездной среде с магнитным полем. Эволюция волокон после их образования зависит от их начального состояния и внешних условий.

В уединенных однородных изотермических волокнах гравитационная фокусировка приводит к образованию плотных ядер на концах волокна.

Данный механизм иногда называется в литературе “коллапс с конца” (англ., end-dominated collapse [6]) или “фрагментация на концах” (edge fragmentation [5]). Примером такого облака является волокно S242, на концах которого наблюдаются ядра плотностью порядка 10^5 см^{-3} и размерами 1 пк [7].

Малые продольные возмущения волокон могут привести к развитию гравитационной неустойчивости [8, 9, 10]. В случае волокон без магнитного поля, неустойчивость развивается для волн, длина которых более чем в 4 раза превышает радиус однородной части волокна. Неустойчивость приводит к формированию гравитационных перетяжек и впоследствии — ядер, распределенных вдоль волокна с характерным расстоянием между ними порядка длины волны наиболее быстрорастущей моды неустойчивости. Форма ядер, образующихся в результате гравитационной фрагментации, близка к сферической [11]. Примером объекта, в котором наблюдаются признаки гравитационной фрагментации, является волокно NGC 2024S/Orion B. Ядра в этом волокне имеют размер порядка 10^{-2} пк и массы $\sim 1M_{\odot}$ [12]. Профиль скорости вдоль волокна имеет периодический характер с длиной волны $\lambda \sim 0.2$ пк. Ядра смещены относительно максимумов скорости на $\lambda/4$, что явно указывает на гравитационную фрагментацию волокна. Другим примером подобного волокна является WB 673 [13].

С точки зрения интерпретации наблюдений особый интерес представляет моделирование фрагментации волокон с магнитным полем и определением условий их фрагментации. В работе Сейфрида и Уолш [14] с помощью численного кода FLASH выполнено моделирование эволюции волокон с учетом турбулентности и различных ориентаций магнитного поля. В зависимости от начальных условий, авторы выделили несколько режимов фрагментации волокна: фрагментация на концах, гравитационная фрагментация волокна с последующим образованием равномерно распределенных волокон, глобальный коллапс волокна по направлению к центру облака. Авторы показали, что градиент давления продольного магнитного поля поддерживает почти постоянную толщину волокна порядка 0.1 пк. Впоследствии этот вывод был подтвержден в МГД-расчетах Дудорова и Хайбрахманова [2].

В настоящей работе выполнено численное моделирование однородных молекулярных волокон с продольным магнитным полем и определены свойства ядер, образующихся в результате фрагментации на концах волокна. Основное внимание уделено влиянию магнитного поля на фрагментацию, а также

на внутреннюю структуру, размеры и массы образующихся ядер.

В разделе 2 описана постановка задачи, основные уравнения и численный код FLASH, который используется для решения системы уравнений. В параграфе 3.1 приведены результаты расчетов эволюции волокна без магнитного поля и со слабым магнитным полем. Результаты расчетов с более сильным магнитным полем приведены в параграфе 3.2. В параграфе 3.3 описаны характеристики ядер, образующихся в расчетах с магнитным полем. В заключении суммированы результаты и сформулированы выводы.

2. МОДЕЛЬ

2.1. Постановка задачи

В работе моделируется гравитационный коллапс цилиндрического молекулярного облака (волокна) длиной $H_0 = 10$ пк и радиусом $r_0 = 0.2$ пк. Молекулярный вес газа равен $\mu = 2.31$, температура $T_0 = 10$ К, концентрация $n_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$. Линейная масса волокна $M/L = 658M_{\odot}/\text{пк}$ превышает критическое значение $(M/L)_{\text{crit}} = 16.6M_{\odot}/\text{пк}$ [9, 10], т.е. волокно является гравитационно неустойчивым. Модели коллапса с учетом переноса излучения показывают что в диапазоне концентраций $n = [10^5, 10^{11}] \text{ см}^{-3}$ тепловая энергия сжимающегося газа эффективно высвечивается и температура газа остается примерно постоянной. На основе этого вывода в настоящей работе для простоты принимается, что газ характеризуется уравнением состояния с эффективным показателем адиабаты $\gamma = 1.001$, соответствующим изотермическому сжатию. Соответствующее отношение тепловой энергии к модулю гравитационной энергии $\epsilon_T = 0.003$. Скорость звука в волокне равна $c_s = 0.19$ км/с.

Для исследования роли магнитного поля в эволюции волокон проведены три расчета с разными значениями отношения магнитной энергии облака к его модулю гравитационной энергии: $\epsilon_m = 0$ (расчет ГД), $\epsilon_m = 0.03$ (расчет МГД-1), $\epsilon_m = 0.27$ (расчет МГД-2). Соответствующие интенсивности магнитного поля равны: $B = 0, 1.9 \times 10^{-4}, 6 \times 10^{-4}$ Гс соответственно. В обоих случаях магнитное поле параллельно волокну. Волокно находится в равновесии по давлению с внешней средой с концентрацией и температурой $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $T = 100$ К. Характерное время свободного падения для выбранной плотности составляет $t_{\text{ff}} \approx 10^5$ лет.

Выясним, необходимо ли при исследовании начальных стадий сжатия волокна учитывать эффекты диффузии магнитного поля. Для этого оценим магнитное число Рейнольдса,

$$R_m = \frac{v_0 l_0}{\eta}, \quad (1)$$

где v_0 и l_0 — характерные скорость газа и пространственный масштаб, η — коэффициент диффузии магнитного поля. В качестве l_0 выберем радиус волокна r_0 , в качестве характерной скорости — $v_0 = r_0/t_{ff}$. Диссипация магнитного потока может быть обусловлена омической диффузией (ОД) или магнитной амбиполярной диффузией (МАД). Для оценок соответствующих коэффициентов используем формулы из статьи Дудорова и Хайбрахманова [15]:

$$\eta = \begin{cases} 480x^{-1}T^{1/2} \text{ см}^2/\text{с} & (\text{ОД}), \\ \frac{B^2}{4\pi x \rho^2 \eta_{in}} & (\text{МАД}), \end{cases} \quad (2)$$

где x — степень ионизации, T — температура газа, B — магнитная индукция, ρ — плотность газа, $\eta_{in} = m_i \langle \sigma v \rangle_{in} / m_i (m_i + m_n)$ — коэффициент взаимодействия ионов массой $m_i = 30m_H$ и нейтралов массой $m_n = \mu m_H$, где $\langle \sigma v \rangle_{in} = 2 \times 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$, m_H — масса атома водорода. В рассматриваемом диапазоне плотностей степень ионизации можно оценить из баланса ионизацией космическими лучами со скоростью ξ и лучистыми рекомбинациями: $x = \sqrt{\xi/\alpha_T n}$, где $\alpha_T = 6.21 \times 10^{-11} T^{-1/2} \text{ см}^3/\text{с}$ — коэффициент лучистых рекомбинаций, n — концентрация газа [16].

Используя типичные параметры для межзвездной среды, получим для случая омической диффузии:

$$R_m^{\text{ОД}} = 1.7 \times 10^{14} \left(\frac{r_0}{0.2 \text{ пк}} \right)^2 \times \left(\frac{\xi}{10^{-17} \text{ с}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{T_0}{10 \text{ К}} \right)^{-1/4}, \quad (3)$$

для амбиполярной диффузии:

$$R_m^{\text{МАД}} = 6.6 \times 10^3 \left(\frac{r_0}{0.2 \text{ пк}} \right)^2 \left(\frac{B_0}{1.9 \times 10^{-4} \text{ Гс}} \right)^{-2} \times \left(\frac{\xi}{10^{-17} \text{ с}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_0}{10^5 \text{ см}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{T_0}{10 \text{ К}} \right)^{1/4}. \quad (4)$$

Формулы (3) и (4) показывают, что при выбранных параметрах $R_m \gg 1$, то есть магнитное поле заморожено в газ.

2.2. Основные уравнения и методы решения

Исследуем эволюцию молекулярного волокна с помощью системы уравнений идеальной МГД:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi - \frac{1}{4\pi \rho} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} + \Phi \right) + \frac{B^2}{8\pi} \right] = \\ & = -\nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho} + \Phi \right) + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho, \quad (9)$$

$$P = (\gamma - 1) \rho \varepsilon, \quad (10)$$

где ρ , \mathbf{v} и P — плотность, вектор скорости и давление газа, Φ — гравитационный потенциал, \mathbf{B} — магнитная индукция, ε — внутренняя энергия газа, G — гравитационная постоянная, γ — показатель адиабаты.

Для моделирования эволюции волокна используем численный код FLASH 4, в котором реализована технология адаптивно-встраиваемых сеток (AMR) [17]. В коде уравнения идеальной МГД (5)–(8) решаются с помощью схемы MUSCL годуновского типа [18]. Рассматривается трехмерная постановка задачи в декартовых координатах. Ось z соответствует оси симметрии волокна. Размеры расчетной области в направлениях $x \times y \times z$ составляют $1.93 \times 1.93 \times 12.9 \text{ пк}^3$, используется 7 уровней вложенности AMR-сетки. Размеры самой большой ячейки в направлениях $x \times y \times z$ равны $0.24 \times 0.24 \times 1.61 \text{ пк}^3$, размеры самой малой — $0.0037 \times 0.0037 \times 0.025 \text{ пк}^3$. Эффективное разрешение сетки на 7-м уровне вложенности составляет $512 \times 512 \times 512$. Гравитационный потенциал находится с помощью древесного алгоритма Барнса—Хата [19].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Общая картина эволюции волокна

На рис. 1 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для ГД-расчета в моменты времени $t=0$, $0.8t_{ff}$, $1t_{ff}$. Расчеты показывают, что в случае без магнитного поля волокно свободно сжимается вдоль радиуса и к моменту времени $t=1t_{ff}$ плотность в центре волокна вырастает на 3 порядка, толщина волокна вдоль радиуса составляет 0.004 пк. Фрагментации волокна не происходит.

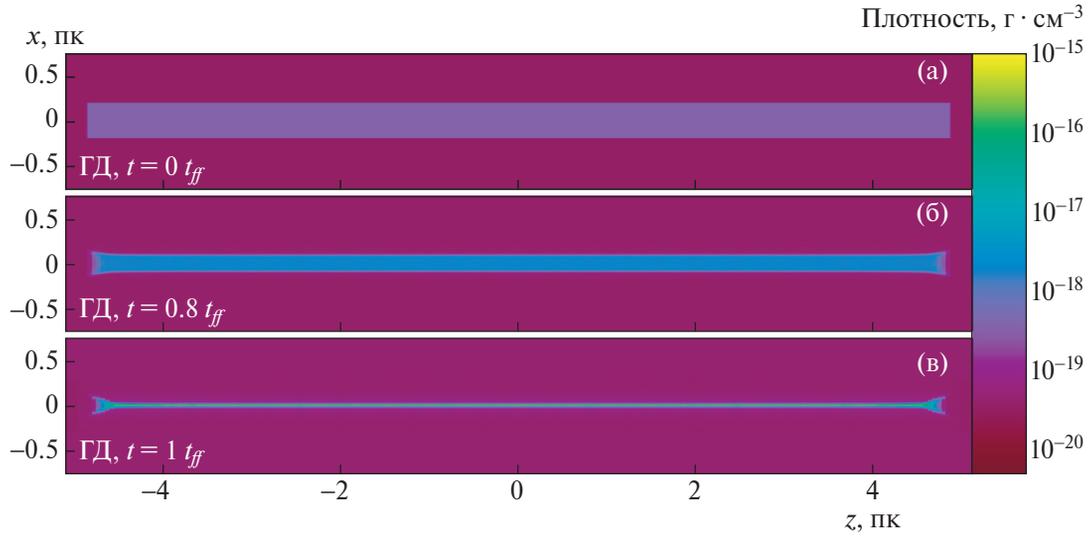


Рис. 1. Распределение плотности волокна в плоскости $x - z$ в ГД-расчете в моменты времени $t = 0$ (а), $0.8t_{ff}$ (б), $1t_{ff}$ (в).

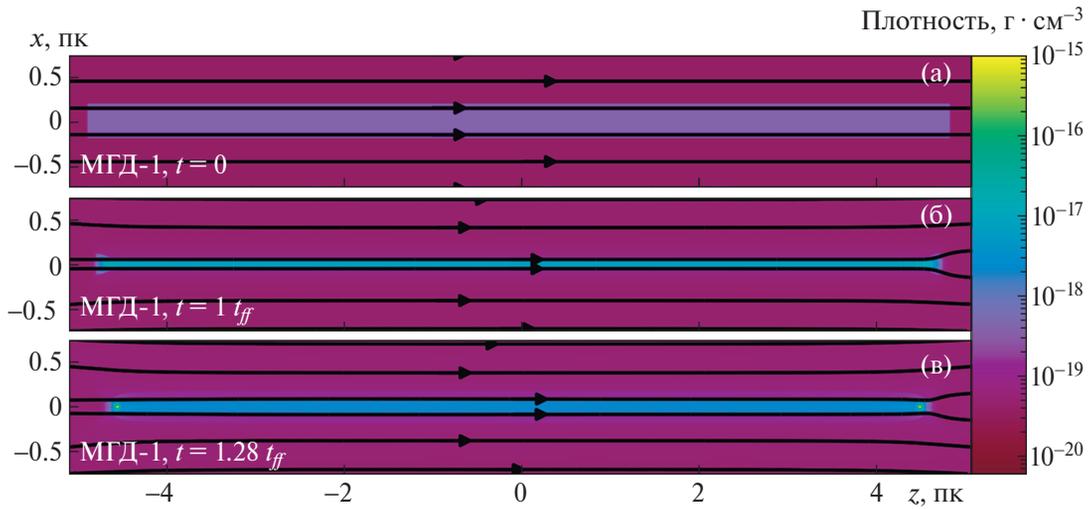


Рис. 2. Распределение плотности (цветовая заливка) и линий магнитного поля (черные линии со стрелками) волокна в плоскости $x - z$ в расчете МГД-1 в моменты времени $t = 0$ (а), $1t_{ff}$ (б), $1.28t_{ff}$ (в).

На рис. 2 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчета МГД-1 в моменты времени $t = 0, 1t_{ff}, 1.28t_{ff}$. В расчете МГД-1 к моменту времени $t = 1t_{ff}$ волокно сжимается до радиуса $r \approx 0.1$ пк и плотности $n \approx 1.77 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. К этому моменту времени эффективный показатель адиабаты увеличивается от 1 до 2, сжатие вдоль r останавливается градиентом магнитного давления, и в дальнейшем облако осциллирует вдоль радиуса.

На концах облака к моменту времени $t = 1.28t_{ff}$ выделяются ядра плотностью $n = 1.7 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. Свойства ядер обсуждаются далее в разделе “Характеристики образующихся ядер”.

3.2. Влияние магнитного поля на эволюцию магнитного поля

На рис. 3 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчета МГД-2 в моменты времени $t = 0.1t_{ff}, 1.28t_{ff}, 1.9t_{ff}$. В расчете МГД-2 картина коллапса качественно похожа на результаты для варианта МГД-1. Волокно сжимается до радиуса $r \approx 0.3$ пк и концентрации $n \approx 2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ к моменту времени $1t_{ff}$, после чего сжатие останавливается и начинаются осцилляции волокна вдоль радиуса. Плотность образующихся на торцах волокна ядер к моменту времени $1.9t_{ff}$ составляет $n \approx 2 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$.

На рис. 4 показана эволюция профилей плотности и скорости вдоль волокна в МГД-расчетах.

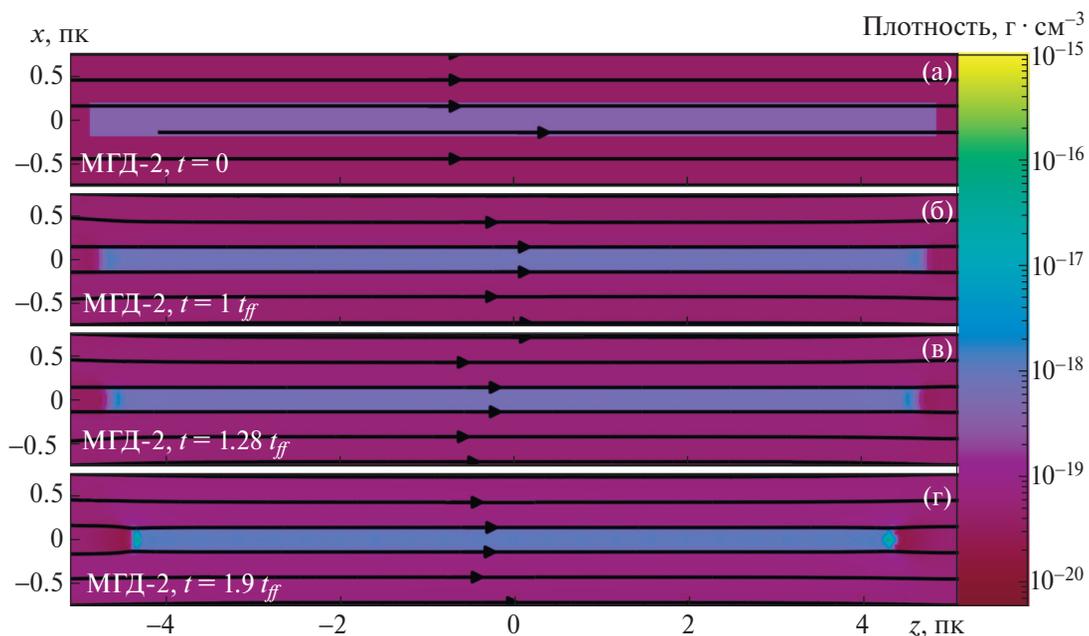


Рис. 3. Распределение плотности и линий магнитного поля волокна в плоскости $x - z$ в расчете МГД-2 в моменты времени $t = 0$ (а), $1t_{ff}$ (б), $1.28t_{ff}$ (в), $1.9t_{ff}$ (г).

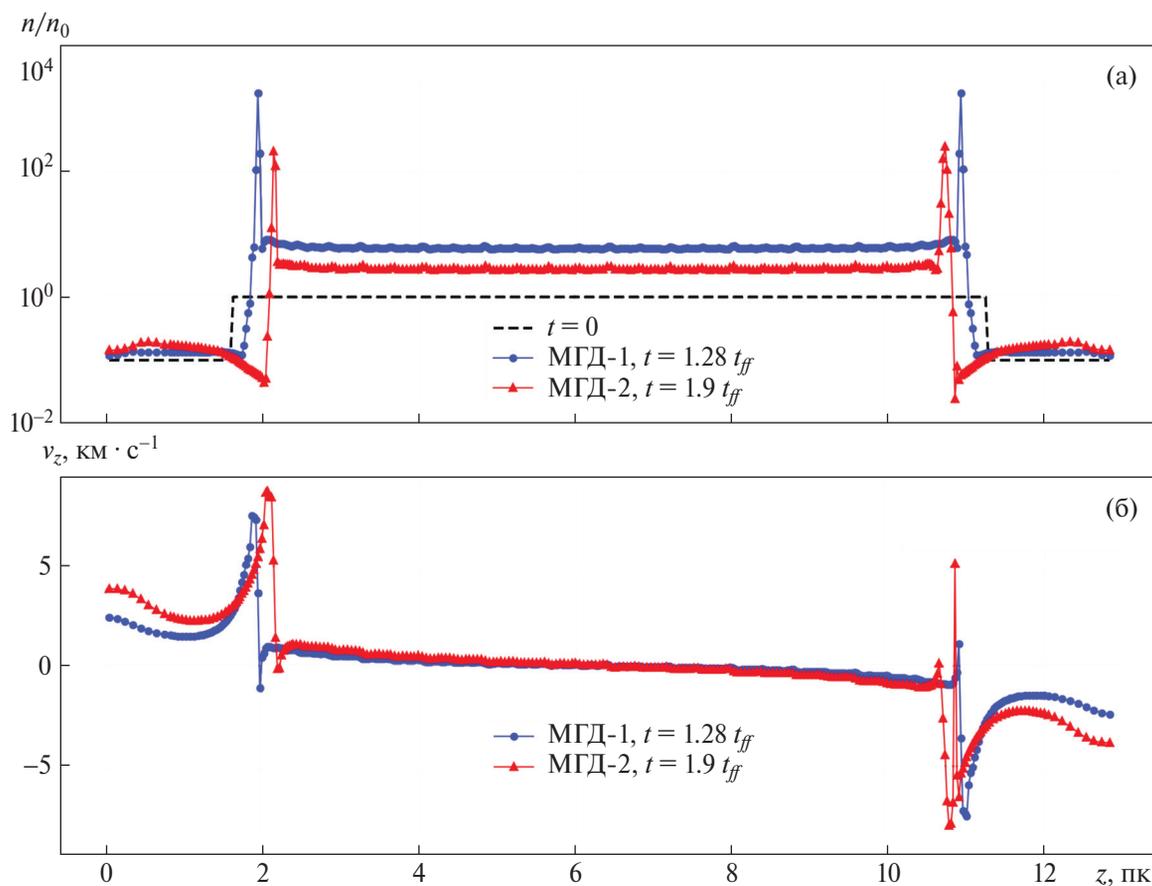


Рис. 4. Панель (а): профили плотности волокна вдоль оси z для МГД-расчетов в моменты времени $t = 0$, $1.28t_{ff}$ и $1.9t_{ff}$. Панель (б): профили скорости v_z вдоль оси z для МГД-расчетов в моменты времени $t = 1.28t_{ff}$ и $t = 1.9t_{ff}$.

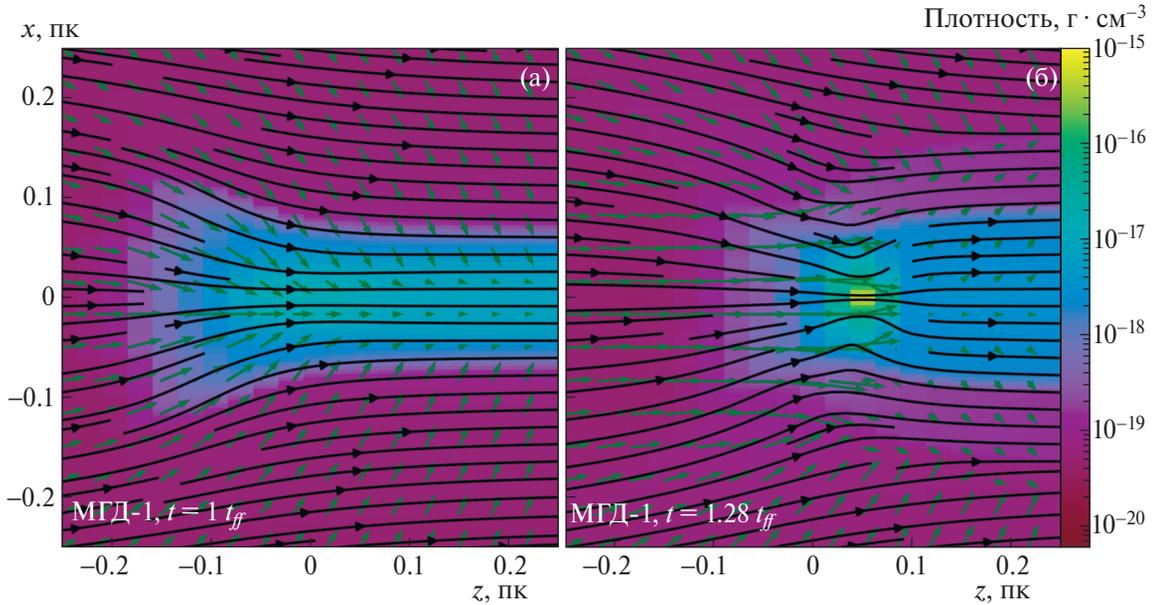


Рис. 5. Распределение плотности (цветовая заливка), поля скоростей (зеленые стрелки) и линий магнитного поля (черные линии со стрелками) в области формирования ядер в расчете МГД-1 в моменты времени $t = 1t_{ff}$ (а) и $1.28t_{ff}$ (б).

Таблица 1. Характеристики ядер в МГД-расчетах

Расчет	Время, t_{ff}	d_r , пк	d_z , пк	n , см^{-3}	M , M_\odot	v_z , км/с
МГД-1	1.28	0.0075	0.025	1.7×10^8	12.5	3.6
МГД-2	1.28	0.06	0.025	5.3×10^5	2.5	2.7
	1.9	0.03	0.025	2×10^7	23.6	5.3

Расположение торцов волокна в момент времени $t = 0$ соответствует координатам $z_L = 1.6$ пк и $z_R = 11.3$ пк. В расчете МГД-1 к моменту времени $t = 1.28t_{ff}$ на концах волокна ($z_L = 1.9$ пк и $z_R = 11$ пк) наблюдаются пики плотностей $n = 1.7 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ и скоростей $v_z = 3.6$ км/с. Пики соответствуют ядрам, образующимся на концах волокна. Скорость левого ядра положительна, правого — отрицательна. Для данных значений скоростей число Маха составляет $M = 6$, то есть ядра движутся со сверхзвуковыми скоростями навстречу друг к другу.

В расчете МГД-2 плотности и скорости ядер, расположенных в момент времени $t = 1.9t_{ff}$ на координатах $z_L = 2.15$ пк и $z_R = 10.75$ пк, равны соответственно $n = 2 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $|v_z| = 5$ км/с, а соответствующее число Маха равно $M = 8.3$.

3.3 Характеристики образующихся ядер

На рис. 5 приведено распределение плотности, линий магнитного поля и поля скоростей для расчета МГД-1 в области формирования ядер в моменты времени $t = 1$ и $1.28t_{ff}$ в плоскости $x - z$. В силу

симметрии, для примера показаны только ядра, находящиеся на “левом” торце волокна. На рис. 6 приведено аналогичное распределение для расчета МГД-2 в моменты времени $t = 1.28t_{ff}$ и $1.9t_{ff}$ в плоскости $x - z$.

В табл. 1 приведены следующие характеристики ядер в МГД-расчетах: размеры вдоль радиуса волокна r и оси z (столбцы 3 и 4), концентрация n (столбец 5), масса M (столбец 6) и скорость v_z (столбец 7). Таблица показывает, что в расчете с большей начальной интенсивностью магнитного поля образуются ядра большего радиуса d_r и меньшей плотности. Это связано с тем, что в случае большей начальной интенсивности магнитного поля усиливается влияние градиента магнитного давления на динамику волокна. Размеры ядер вдоль оси z не зависят от интенсивности начального магнитного поля, так как продольное магнитное поле не препятствует сжатию вдоль волокна. Масса ядер растет в процессе их движения и достигает $12.5M_\odot$ в расчете МГД-1 и $23M_\odot$ в расчете МГД-2.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние магнитного поля на эволюцию молекулярных волокон и на характеристики ядер, формирующихся в волокнах в результате фрагментации на концах. Для этого проведено численное МГД-моделирование гравитационного коллапса цилиндрического молекулярного волокна с различными значениями продольного магнитного поля.

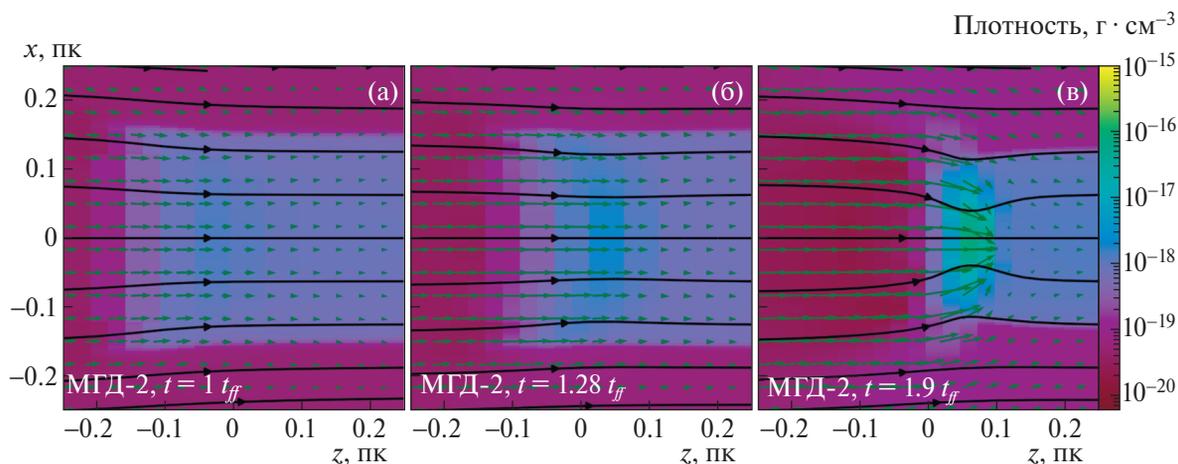


Рис. 6. Распределение плотности (цветовая заливка), поля скоростей (зеленые стрелки) и линий магнитного поля (голубые изолинии) в области формирования ядер в МГД-2 расчете в моменты времени $t = 1t_{ff}$ (а), $1.28t_{ff}$ (б), $1.9t_{ff}$ (в).

Расчеты подтверждают выводы ранних работ о том, что волокно без магнитного поля свободно коллапсирует вдоль своего радиуса. Фрагментации волокна и образования ядер за время коллапса не происходит, поскольку коллапс вдоль радиуса происходит на меньшей шкале времени.

В МГД-расчетах градиент магнитного давления препятствует коллапсу и приводит к затухающим колебаниям волокна вдоль радиуса. В ходе эволюции на концах волокна образуются плотные сгустки (ядра), которые передвигаются к центру облака со сверхзвуковыми скоростями в диапазоне от 3 до 5 км/с. В облаках с большей начальной интенсивностью образуются ядра больших размеров и меньшей плотности, поскольку с увеличением интенсивности увеличивается влияние градиента давления магнитного поля вдоль радиуса. Масса ядер увеличивается в процессе эволюции волокна и лежит в диапазоне $\approx (10-20)M_{\odot}$.

Проведенные расчеты указывают, что коллапс с конца является естественным результатом эволюции волокна с продольным магнитным полем. Можно предположить, что волокна, в которых уплотнения наблюдаются только на концах (пр., [7]), поддерживаются от гравитационной фрагментации продольным магнитным полем. Дополнительную поддержку против гравитации может оказывать турбулентность в волокне [14, 20].

Дальнейшее развитие представленной модели предполагает моделирование эволюции волокон с учетом их неоднородности, а также вращения и/или внутренней турбулентности. Особый интерес представляет исследование гравитационной фрагментации волокна с продольным магнитным полем

в рамках механизма гравитационных перетяжек Чандрасекара—Ферми [8].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда перспективных научных исследований ЧелГУ (проект 2023/7). Расчеты проводились на вычислительном кластере Челябинского государственного университета. С. А. Хайбрахманов выражает благодарность за финансирование в рамках гос. задания по проекту FEUZ-2020-0038.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. André, J. Di Francesco, D. Ward-Thompson, S.-I. Inutsuka, R. E. Pudritz, and J. E. Pineda, *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning, (Tucson: University of Arizona Press, 2014), p.27.
2. A. E. Dodorov and S. A. Khaibrakhmanov, *Open Astronomy* 26(1), 285 (2017).
3. V. Konyves, P. André, A. Men'shchikov, P. Palmeirim, et al., *Astron. and Astrophys.* 584, id. A91 (2015).
4. D. Ward-Thompson, K. Pattle, P. Bastien, R. S. Furuya, et al., *Astrophys J.* 842(1), id. 66 (2017).
5. A. Hacar, S. E. Clark, F. Heitsch, J. Kainulainen, G. V. Panopoulou, D. Seifried, and R. Smith, *Protostars and Planets VII*, ASP Conf. Ser. 534, Proc. of a conference held 10–15 April 2023 at Kyoto, Japan; edited by Shu-ichiro Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, and M. Tamura (San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 2023), p. 153.

6. *P. Bastien*, *Astron. and Astrophys.* 119(1), 109 (1983).
7. *L.K. Dewangan, L.E. Pirogov, O.L. Ryabukhina, D.K. Ojha, and I. Zinchenko*, *Astrophys. J.* 877(1), id. 1 (2019).
8. *S. Chandrasekhar and E. Fermi*, *Astrophys. J.* 118, 116 (1953).
9. *J. S. Stodolkiewicz*, *Acta Astronomica* 13, 30 (1963).
10. *J. Ostriker*, 140, 1056 (1964).
11. *Shu-ichiro Inutsuka and S. M. Miyama*, 480, *Astrophys. J.* 681 (1997).
12. *Y. Shimajiri, P. André, N. Peretto, D. Arzoumanian, E. Ntormousi, and V. Konyves*, *Astron. and Astrophys.* 672, id. A133 (2023).
13. *O.L. Ryabukhina, M. S. Kirsanova, C. Henkel, and D. S. Wiebe*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 517(4), 4669 (2022).
14. *D. Seifried and S. Walch*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 452(3), 2410 (2015).
15. *A.E. Dudorov and S.A. Khaibrakhmanov*, *Astrophys. Space Sci.* 352(1), 103 (2014).
16. *A. E. Dudorov and Yu. V. Sazonov*, *Nauchnye Informatsii* 63, 68 (1987).
17. *B. Fryxell, K. Olson, P. Ricker, F. X. Timmes, et. al.*, *Astrophys. J. Suppl.* 131, 273 (2000).
18. *B. van Leer*, *J. Comput. Phys.* 32(1), 101 (1979).
19. *J. Barnes and P. Hut*, *Nature* 324(6096), 446 (1986).
20. *C. Federrath, R.S. Klessen, L. Iapichino, and J.R. Beattie*, *Nature Astron.* 5, 365 (2021).

MHD MODELING OF THE MOLECULAR FILAMENT EVOLUTION

I. M. Sultanov^a, S. A. Khaibrakhmanov^{b,a,c}

^a*Chelyabinsk State University, Chelyabinsk, Russia*

^b*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

^c*Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia*

We perform numerical magnetohydrodynamic (MHD) simulations of the gravitational collapse and fragmentation of a cylindrical molecular cloud with the help of the FLASH code. The cloud collapses rapidly along its radius without any signs of fragmentation in the simulations without magnetic field. The radial collapse of the cloud is stopped by the magnetic pressure gradient in the simulations with parallel magnetic field. Cores with high density form at the cloud's edges during further evolution. The core densities are $n \approx 1.7 \times 10^8$ and $2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$ in the cases with initial magnetic field strengths $B = 1.9 \times 10^{-4}$ and $6 \times 10^{-4} \text{ G}$, respectively. The cores move toward the cloud's centre with supersonic speeds $|v_z| = 3.6$ and 5.3 km/s . The sizes of the cores along the cloud's radius and cloud's main axis are $d_r = 0.0075 \text{ pc}$ and $d_z = 0.025 \text{ pc}$, $d_r = 0.03 \text{ pc}$ and $d_z = 0.025 \text{ pc}$, respectively. The masses of the cores increase during the filament evolution and lie in range of $\approx (10-20)M_\odot$. According to our results, the cores observed at the edges of molecular filaments can be a result of the filament evolution with parallel magnetic field.

Keywords: magnetic fields, magnetohydrodynamics (MHD), methods: numerical, ISM: clouds

ЯРКОСТЬ ФОНА НЕБА КАВКАЗСКОЙ ГОРНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ МГУ В БЛИЖНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

© 2024 г. А. М. Татарников^{1,*}, С. Г. Желтоухов¹, Г. Э. Никишев¹,
А. Н. Тарасенков^{1,2}, А. В. Шаронова¹

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва,

²Учреждение Российской академии наук Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

E-mail: andrew@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 30.10.2023 г.

После доработки 27.12.2023 г.

Принята в печать 27.12.2023 г.

В работе проанализированы результаты измерений яркости фона в ближнем инфракрасном диапазоне (полосы J , H , K), проведенных в 2016–2023 гг. в Кавказской горной обсерватории МГУ. Показано, что инструментальный фон, связанный с тепловым излучением телескопа, заметен только в полосе K , и при рабочих температурах его вклад в основном определяет уровень общего фона в этой полосе. Представлены коэффициенты полинома, учитывающего вклад инструментального и заатмосферного фонов. Показано, что яркость фона неба не зависит от температуры воздуха, но наблюдается слабая зависимость от содержания водяного пара, близкая к ожидаемой из модельных расчетов: в полосах J и H яркость фона падает со скоростью $\approx 1\%/1$ мм, а в полосе K растет со скоростью $\approx 2.5\%/1$ мм. Сделана оценка максимальной амплитуды переменности яркости фона на коротких временных масштабах (~ 30 минут): $\approx 10\%$ в полосах J и K и $\approx 30\%$ в полосе H . Определен максимальный вклад рассеянного в атмосфере излучения Луны в общий уровень фона. Показано, что этот вклад при угловом расстоянии точки наблюдения от Луны, большем $\sim 10^\circ$, даже во время полнолуния можно не учитывать. Вычислена средняя поверхностная яркость фона mag/arcsec^2 в полосах J , H и K : $m_J = 15.7$, $m_H = 13.9$ и $m_K = 13.1$.

Ключевые слова: астроклиматические исследования, фон неба в ближнем инфракрасном диапазоне

DOI: 10.31857/S0004629924010053 EDN: LFSZBU

1. ВВЕДЕНИЕ

Кавказская горная обсерватория ГАИШ МГУ (КГО) была введена в строй действующих в 2014 г. [1]. Она расположена примерно в 30 км от Кисловодска на высоте 2100 м. Климат и астроклимат обсерватории в оптическом диапазоне длин волн хорошо исследованы [2, 3]. Среднегодовое количество ясного наблюдательного времени составляет 1320 ч при медианном качестве звездных изображений $\approx 0.9''$. Большая высота над уровнем моря, низкая влажность в зимнее время (медианное среднегодовое количество осаждаемой воды в ясные ночи $\text{PWV} = 7.6$ мм [2]), невысокая ночная температура воздуха в месяцы с наибольшим количеством ясных ночей делают КГО местом, пригодным для проведения исследований в инфракрасном диапазоне длин волн.

Основным инструментом обсерватории является телескоп SAI25 с диаметром главного зеркала 2.5 м и относительным отверстием $1/8$. Это классический оптический рефлектор Ричи—Кретьена, установленный на альт-азимутальной монтировке. Он не адаптирован под наблюдения в инфракрасном диапазоне длин волн, т. к. имеет крупное вторичное

зеркало (диаметр 1 м), классические бленды, большое центральное отверстие в главном зеркале, что приводит к повышенному инструментальному фону на длинах волн > 2 мкм. Тем не менее одним из штатных приборов телескопа с 2015 г. является инфракрасная камера-спектрограф ASTRONIRCAM, работающая в ближнем ИК-диапазоне (длина волны от 1 до 2.5 мкм, полосы Y , J , H , K фотометрической системы МКО—NIR [4]) и демонстрирующая высокую эффективность: для среднего уровня яркости фона при наблюдениях в зените и размере изображений звезд $1''$ за 3000 с накопления на уровне $\text{SNR} = 3$ регистрируются звезды с блеском $J = 22^m$, $H = 20.5^m$, $K = 19.5^m$ [5]. С начала 2023 г. в тестовом режиме проводятся наблюдения с новой ИК-камерой, работающей в спектральном диапазоне 3–5 мкм (фотометрические полосы L и M). Предварительные оценки, приведенные в работе [6], показывают, что основным фактором, ограничивающим обнаружительную способность этой камеры, является высокий уровень инструментального фона и фона неба.

Таким образом, яркость фона, на котором проводятся измерения блеска астрономических объек-

тов, это один наиболее важных факторов, влияющих как на точность измерения блеска, так и на саму возможность регистрации слабых объектов. Он складывается из нескольких компонентов: инструментальный фон, излучение атмосферы, излучение неразрешаемых на данном инструменте слабых звезд и галактик, зодиакальный свет. В рассматриваемом нами ближнем ИК-диапазоне все перечисленные компоненты дают вклад в общий уровень фона (в оптическом диапазоне, например, вклад инструментального фона равен нулю). Этот вклад при фиксированной конструкции прибора зависит от разных факторов: времени суток, состояния атмосферы, температуры различных частей телескопа и воздуха. Возможность и точность предсказания величины фона на момент наблюдений влияют на эффективность планирования дорогостоящего наблюдательного времени наиболее современного крупного телескопа МГУ.

Целью этой работы является исследование зависимости яркости фона неба Кавказской горной обсерватории в ближнем ИК-диапазоне от основных метеопараметров и положения Солнца и Луны на небе и определение вклада в общий фон инструментального и заатмосферного излучения.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения, в основном анализируемые в нашей работе, проводились в 2016–2023 гг. на 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ с помощью инфракрасной камеры ASTRONIRCAM [7] в рамках выполнения различных научных программ. Таким образом, измерение яркости фона неба не являлось целью этих наблюдений. Однако малый процент заполнения поля зрения камеры изображениями небесных объектов позволяет полноценно использовать все полученные изображения (более 10 тысяч наблюдений и более 120 тысяч отдельных кадров) для решения поставленных в работе задач. Подобные наблюдения проводились всегда в режиме т. н. диджинга — малых смещений телескопа между отдельными экспозициями (на 2–10"). При этом по итогам каждого наблюдения получалось от 10 до 100 и более (в зависимости от задач исследования) изображений одного участка неба в различных фильтрах.

Температура и влажность воздуха, используемые в работе, регистрировались с помощью штатной метеостанции телескопа Vaisala MAWS301. Помимо этого, использовались данные с датчиков температуры, установленных на различных узлах телескопа

(оправы главного и вторичного зеркал, ферма трубы телескопа).

Перед измерением фона все полученные кадры проходили общий конвейер первичной калибровки, описанный в работе [5], после чего выполнялась нормировка на кадр плоского поля. Программа для измерения фона была написана на *python* с использованием библиотек *astropy* [8], *photutils* [9], *aspylib*¹. Для вычисления яркости фона использовалась центральная область кадра размером 500×500 пикселей.

3. ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЙ ФОН

Исследование величины инструментального фона в ближнем ИК-диапазоне не является целью нашей работы. Однако он аддитивно входит в измеряемый на кадрах фон, поэтому для определения яркости фона неба требуется предварительно учесть его вклад. Кроме того, величина инструментального фона важна при расчете отношения сигнал/шум и требуемого времени накопления (калькулятор экспозиций) для того или иного объекта при планировании наблюдений.

На рис. 1 представлен спектр ночного неба, зарегистрированный 21.09.2023 камерой ASTRONIRCAM в спектральном режиме работы [10] с экспозицией 600 с в каждом канале. В спектре хорошо заметны эмиссионные линии, принадлежащие молекулам OH⁻, и резкий рост интенсивности излучения на длинах волн >2 мкм. Последний вызван, в основном, тепловым излучением элементов телескопа, попадающих в поле зрения камеры. Видно, что вклад инструментального фона заметен только в полосе K, в полосах Y, J, H его вклад пренебрежимо мал.

Выделить вклад излучения атмосферы в общий измеряемый поток в полосе K можно, построив график зависимости яркости фона от воздушной массы. Величина атмосферного фона должна линейно расти с увеличением воздушной массы M_z , а инструментальный фон и заатмосферное излучение неба от M_z не зависят и входят как постоянные величины (при одинаковых условиях наблюдений).

На рис. 2 представлены графики зависимости наблюдаемой яркости фона от воздушной массы для различных диапазонов температуры телескопа, в качестве которой принималась температура металлической фермы трубы телескопа (T_{tube}). Нами были выбраны шесть диапазонов температур T_{tube} : от -10 °C до -5 °C, от -5 °C до 0 °C, 0–5 °C, 5–10 °C, 10–15 °C, 15–20 °C, для каждого из которых анали-

¹ <http://www.aspylib.com/>

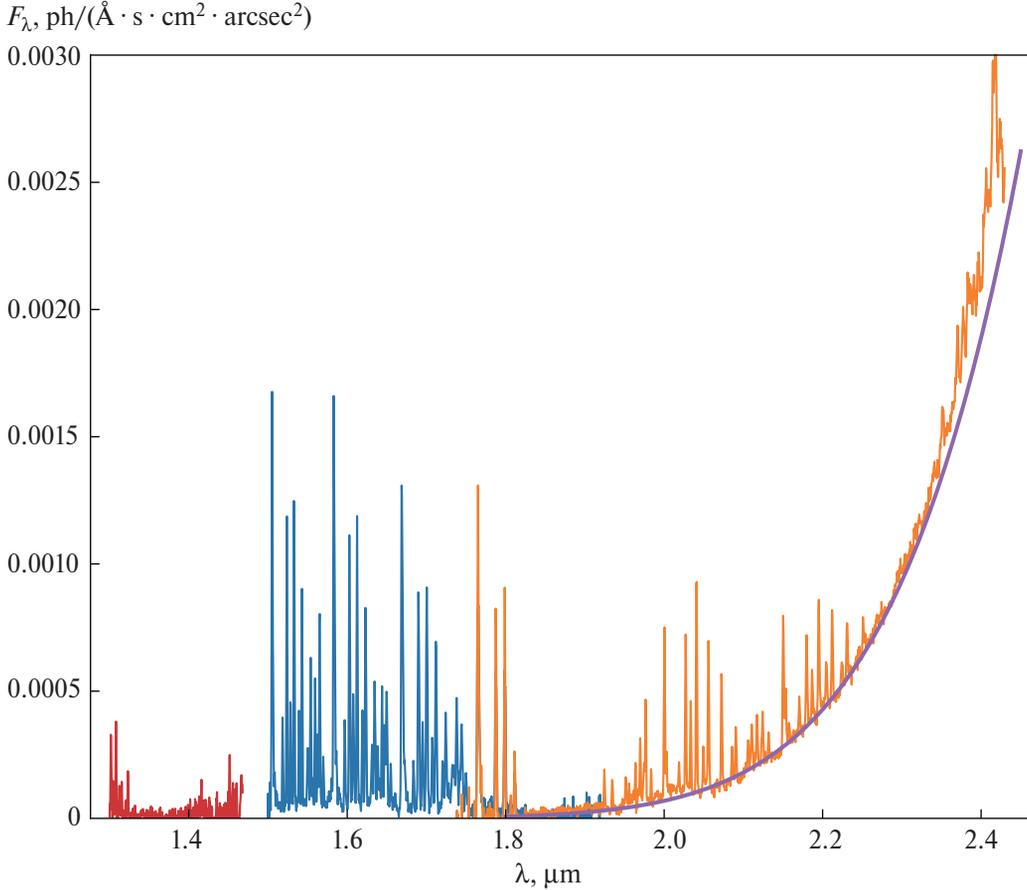


Рис. 1. Спектр ночного неба на высоте 70° над горизонтом, полученный 21.09.2023 в КГО в разных рабочих диапазонах камеры. Фиолетовой линией показан спектр излучения АЧТ с температурой, равной температуре металлической трубы фермы телескопа $T_{tube} = 10^\circ\text{C}$.

зировались зависимости потока излучения от фона в единицах ADU/s (ADU — отсчеты, регистрируемые на выходе АЦП контроллера камеры) от воздушной массы M_z . Как видно из рис. 2, в разных температурных интервалах наклоны аппроксимирующих прямых $y = kM_z + b$ близки друг к другу, среднее значение наклона $k = 147 \pm 19$ ADU/s.

Для модели плоской атмосферы, которая хорошо работает для $M_z < 3$, яркость неба в зените и угол наклона прямой на зависимости сигнала от M_z численно равны. Поэтому одинаковый наклон прямых означает, что яркость атмосферного фона в зените не зависит от температуры T_{tube} , которая близка к температуре приземного слоя атмосферы.

В общую величину фона в зените, как говорилось выше, помимо атмосферы, большой вклад вносит заатмосферный фон и тепловое излучение телескопа. Сумма этих добавочных величин есть свободный член b аппроксимирующей прямой на рис. 2 (т. е. яркость фона при $M_z = 0$). Мы видим, что он увеличивается по мере роста температуры T_{tube} . Вклад заатмосферного фона не зависит от температуры и

при большом числе точек усреднения может считаться постоянным. Разделить вклады этих факторов можно, предположив, что элементы телескопа излучают как абсолютно черное тело (АЧТ) с одинаковой температурой T_{tube} и коэффициентом излучения ϵ (включающем в себя излучательную способность и телесный угол, под которым это АЧТ видно детектору камеры).

На рис. 3 представлена зависимость величины b от температуры T_{tube} . Для аппроксимации этой зависимости излучением АЧТ применялось простое выражение:

$$BG_{M_z=0} = \epsilon \frac{QE}{gain} \int B_\lambda(T) P(\lambda) d\lambda + C, \quad (1)$$

где $B_\lambda(T)$ — функция Планка, $P(\lambda)$ — кривая пропускания светофильтра, C — вклад заатмосферного фона, QE и $gain$ — квантовая эффективность камеры (без учета пропускания светофильтра) и коэффициент преобразования числа фотоэлектронов в отсчеты ADU соответственно [7].

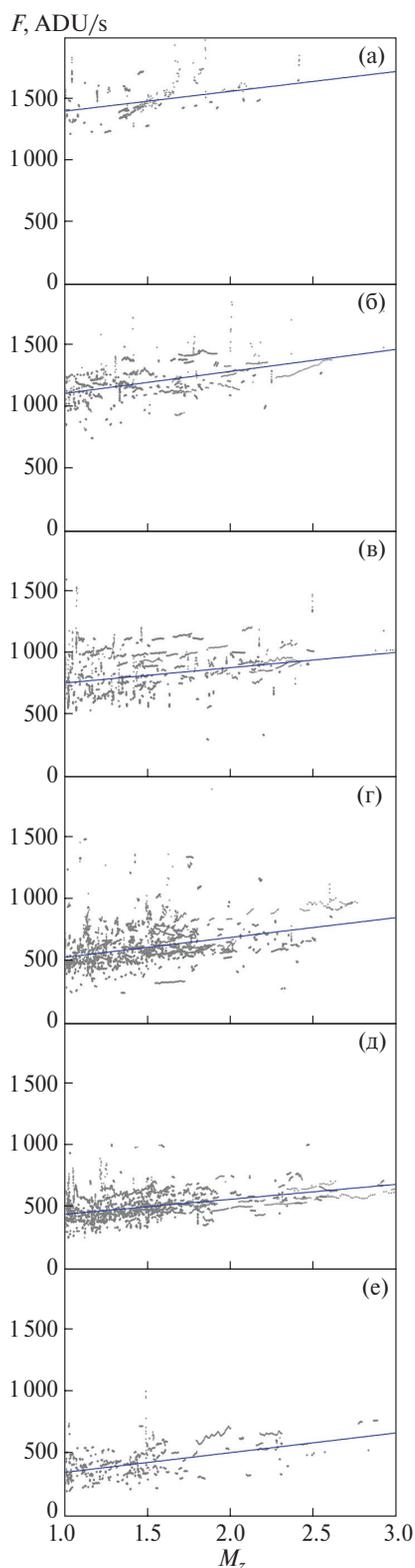


Рис. 2. Зависимость наблюдаемого потока от фона в полосе K от воздушной массы M_z для разной температуры трубы телескопа: 15–20 °С (а), 10–15 °С (б), 5–10 °С (в), 0–5 °С (г), от –5 °С до 0 °С (д), от –10 °С до –5 °С (е). Серыми точками показаны отдельные измерения, синие линии — аппроксимации данных прямыми.

Видно, что вычисленные точки хорошо описывают наблюдаемую зависимость $b(T)$. Это позволяет выделить среднее значение постоянного вклада заатмосферного фона $C \approx 100$ ADU/с и оценить величину ϵ , имеющую при фиксации расстояния до АЧТ размерность площади. Для характерного расстояния 5 м $\epsilon \approx 750$ см².

4. ЯРКОСТЬ АТМОСФЕРНОГО ФОНА

Как было показано выше (рис. 1), в полосах J и H влиянием инструментального фона можно пренебречь. В полосе K его влияние велико и при любых рабочих температурах воздуха сравнимо или превышает влияние других компонентов фона. Однако на рис. 3 показано, что в полосе K можно с достаточной точностью предсказать величину инструментального фона, зная температуру окружающего воздуха. Поэтому дальше в этом разделе мы будем рассматривать измеренные потоки в полосах J и H , а в полосе K — потоки, скорректированные за вклад инструментального фона.

На рис. 4 представлена зависимость яркости фона неба от времени, прошедшего после захода Солнца. Обращает на себя внимание наличие на каждом из графиков практически вертикальных последовательностей точек. Они связаны с наблюдениями калибровочных плоских полей в сумерки. В левой части они совпадают друг с другом, смещаясь по времени в зависимости от длины волны (это смещение связано сильной зависимостью рэлеевского рассеяния от длины волны), а в правой части графика их положение отражает изменение длительности ночи в зависимости от сезона наблюдений. После окончания сумерек еще некоторое время (до 3–4 часов после захода Солнца) продолжается медленное падение яркости фона, которое обычно связывают с высвечиванием возбужденных молекул OH^- , находящихся в верхних слоях атмосферы [11].

Еще одной заметной особенностью, видимой на рис. 4, является наличие колебаний яркости фона неба, наиболее заметных в полосе H . Так как наблюдения на ASTRONIRCAM проводятся сериями, иногда включающими в себя сотни кадров, то измерения яркости фона неба на таких сериях дают возможность проследить временную нестабильность фона (см. раздел 6).

Помимо описанных особенностей, на графиках наблюдаются также отдельные выбросы точек, которые связаны с наблюдениями в полнолуние недалеко от Луны.

На рис. 5 показаны зависимости от M_z яркости фона неба в фильтрах J , H и K . Измерения в полосе

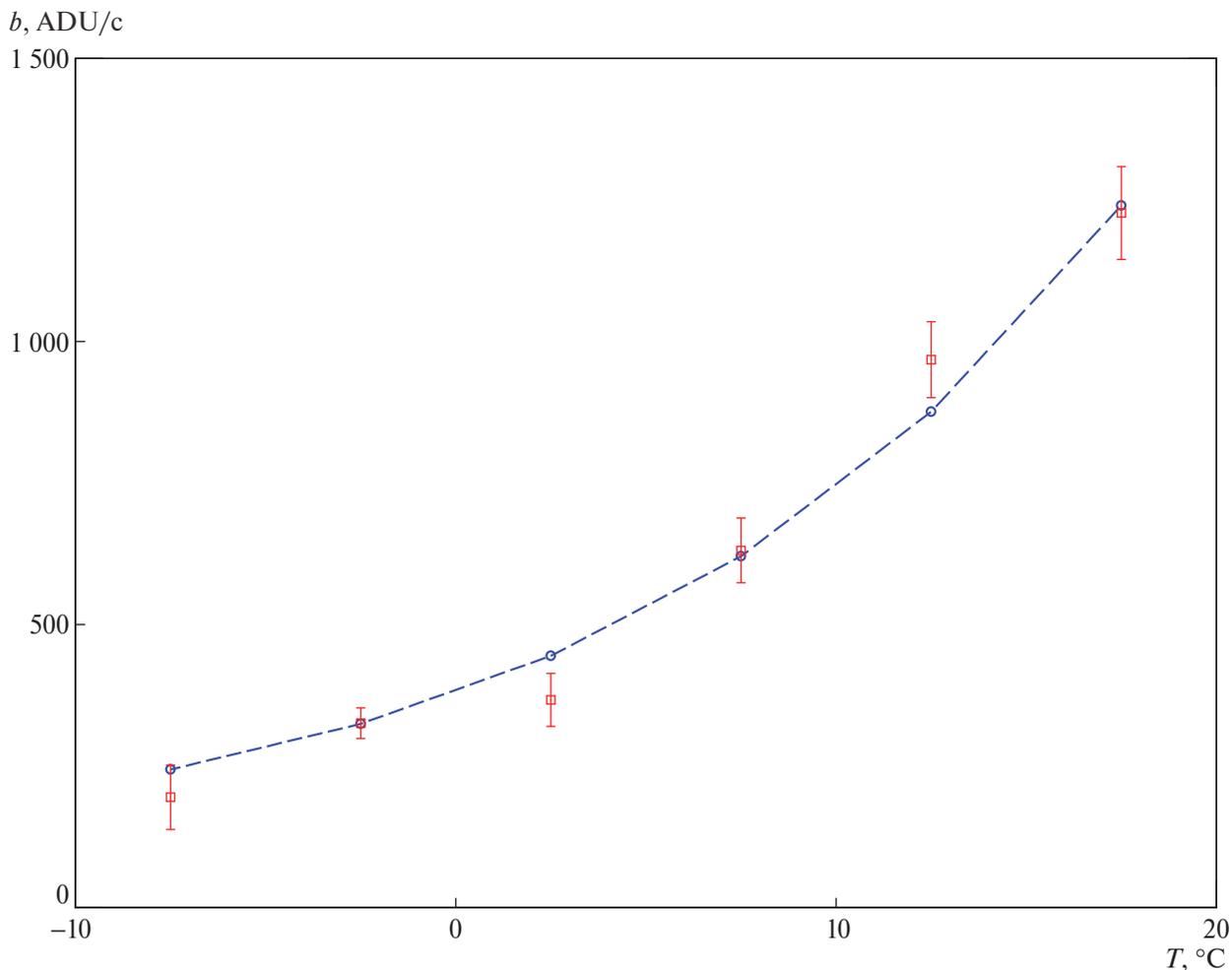


Рис. 3. Зависимость суммы инструментального и заатмосферного фона в полосе K от температуры T_{tube} (красные квадраты) и ее аппроксимация модельной функцией (1) (синие кружки).

K были исправлены за вклад инструментального фона. Как и на предыдущем рисунке, обращают на себя внимание отдельные выпадающие из общей зависимости измерения, связанные с наблюдениями на малом угловом удалении от полной Луны.

Как уже говорилось ранее, угол наклона аппроксимирующей наблюдения прямой говорит о величине вклада излучения атмосферы в общий фон в зените. Согласно данным, представленным на рис. 5, для полосы J он равен 43 ADU/c, для полосы H — 400 ADU/c, для полосы K — 130 ADU/c. Свободный член в уравнении прямой дает яркость заатмосферного фона: для J — 55 ADU/c, H — 126 ADU/c, K — 80 ADU/c, а сумма найденных величин будет полной яркостью фона неба в зените. Формальная ошибка при этом получается небольшой и не описывает полученные данные. Поэтому мы будем использовать в качестве оценки ошибки величину среднеквадратического отклонения наблюдаемых точек в диапазоне M_z от 1.0 до 1.1. Тогда

средняя наблюдаемая яркость безлунного неба в зените в полосе J составляет 98 ± 30 ADU/c, в полосе H — 526 ± 160 ADU/c, а в полосе K — 204 ± 90 ADU/c.

Когда заходит речь о наблюдениях в ИК-диапазоне, обычно считается, что температура и влажность воздуха (точнее, количество осаждаемой воды PWV) сильно влияют на уровень фона. Температура воздуха низка для регистрации ее теплового излучения в полосах J и H , а в полосе K этот вклад мал на фоне инструментального фона из-за быстрого падения температуры воздуха с высотой и высокой прозрачности атмосферы в полосе K : как показывают модельные расчеты, выполненные с помощью SKYCALC² для высоты 2400 м над уровнем моря, прозрачность в полосе K > 90%. Это подтверждается и результатами наблюдений (рис. 6).

² <https://www.eso.org/observing/etc/bin/gen/form?INS.MODE=swspectr+INS.NAME=SKYCALC>

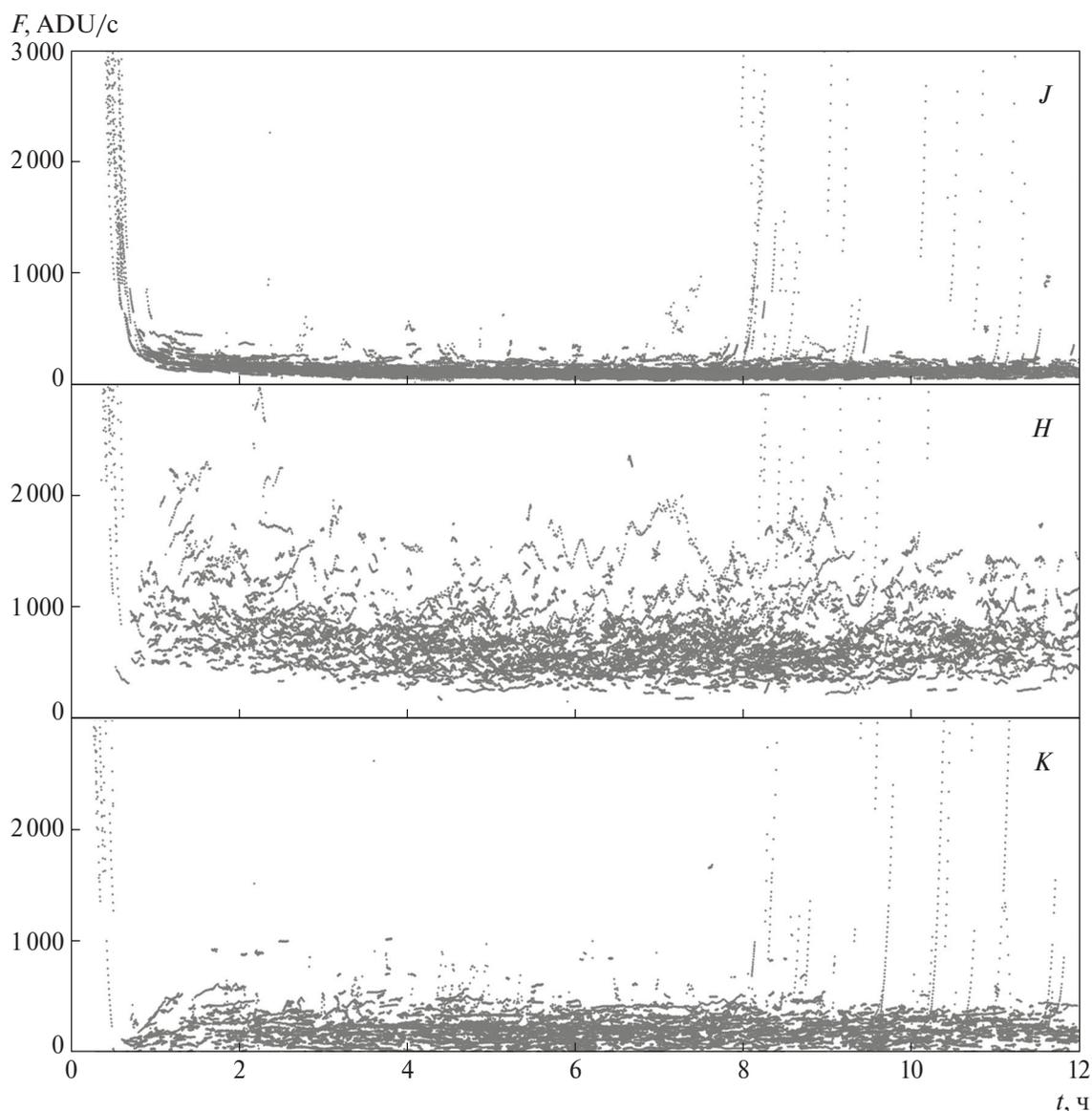


Рис. 4. Зависимость яркости фона в полосах J , H и K от времени, прошедшего после захода Солнца.

Несмотря на то, что полосы фотометрической системы МКО–NIR были задуманы [12] таким образом, чтобы уменьшить влияние переменности пропускания земной атмосферы из-за изменения PWV в условиях высокогорных обсерваторий (к которым относится и КГО), такая зависимость существует, что подтверждается модельными расчетами и данными наблюдений. На рис. 7 приведены зависимости яркости фона неба от содержания воды в полосах J , H , K . Модельные расчеты, выполненные в SKYCAL, предсказывают слабое понижение уровня фона (примерно на 5% при изменении PWV с 2.5 до 20 мм). Оно связано с ростом поглощения на краях полосы пропускания фильтров, вызывающего поглощение излучения верхних слоев атмосферы. Данные наблюдений показывают большее падение яркости

фона до ~20%. В полосе K модельные расчеты хорошо совпадают с наблюдениями, показывая увеличение яркости фона неба примерно на 50%.

5. ВЛИЯНИЕ ЛУНЫ НА ЯРКОСТЬ ФОНА НЕБА В БЛИЖНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ

Исследование влияния излучения Луны на яркость фона неба затруднено из-за наложения ряда факторов: фазы Луны, углового расстояния от Луны до точки измерения, высоты Луны и точки измерения над горизонтом и состояния атмосферы. Для грубой оценки максимального вклада совокупности этих факторов мы провели измерения яркости фона неба в полосах J , H , K вблизи полнолуния (фаза $\phi=0.97$), при малой высоте Луны над горизонтом ($\approx 30^\circ$) в ясную ночь 28.11.2020. Измерения выпол-

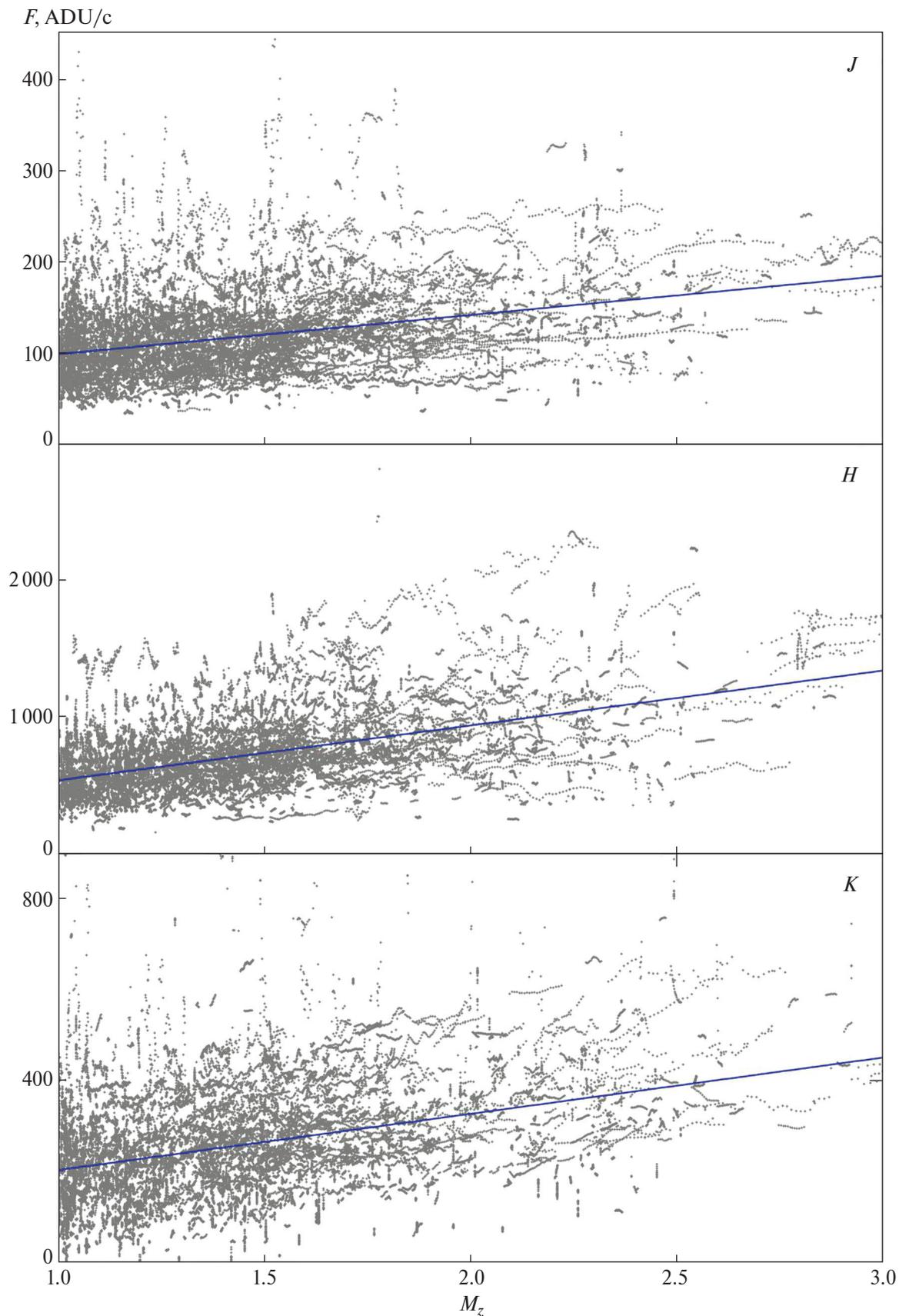


Рис. 5. Зависимость наблюдаемой яркости фона в полосах J , H и K от воздушной массы M_z при глубине погружения Солнца под горизонт больше 18° (для J и H) и больше 6° (для K).

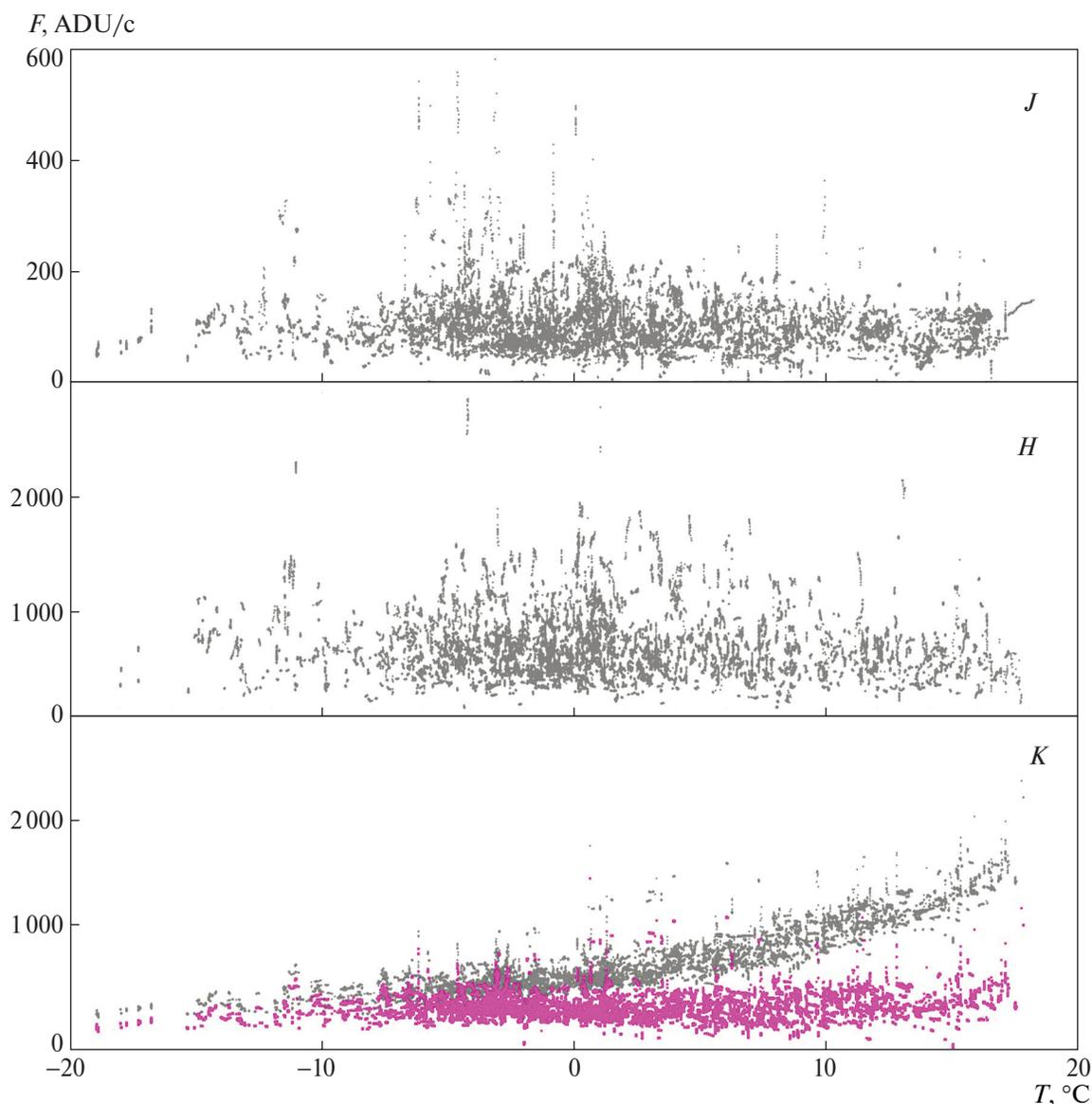


Рис. 6. Зависимость приведенной к зениту наблюдаемой яркости фона в полосах J , H и K от температуры T_{tube} (серые точки) при глубине погружения Солнца под горизонт больше 18° (для J и H) и больше 6° (для K). Исправленная за вклад инструментального фона яркость фона в полосе K (розовые точки).

нялись вдоль лунного вертикала (азимут $279\text{--}283^\circ$) с $UT = 15^{\text{h}}40^{\text{m}}$ в течение 15 минут на разных высотах над горизонтом. Результаты измерений представлены на рис. 8. Видно, что для всех полос на малых воздушных массах существует прямолинейный участок, отмечающий зависимость потока от длины пути луча в атмосфере. Влияние рассеянного лунного излучения проявляется в отклонении от прямой зависимости. Наибольшее влияние наблюдается в коротковолновом фильтре J , а наименьшее — в длинноволновом K .

На рис. 9 показана зависимость от углового расстояния между точкой измерения и Луной вклада рассеянного излучения Луны, нормированного на

яркость неба в зените, где этим вкладом можно пренебречь. При угловом расстоянии $d < 5^\circ$ во всех фильтрах вклад лунного излучения велик, составляя от 100% в полосе J до 30% в полосе K , и требует учета. При $d > 10^\circ$ вкладом Луны в фон неба можно пренебречь во всех фильтрах (даже в полосе J он будет меньше 20%).

6. ОБСУЖДЕНИЕ

К сожалению, у нас нет возможности надежно отделить ясные ночи от частично ясных. Мы отталкиваемся от того, что наблюдения по научным программам обсерватории проводятся в основном

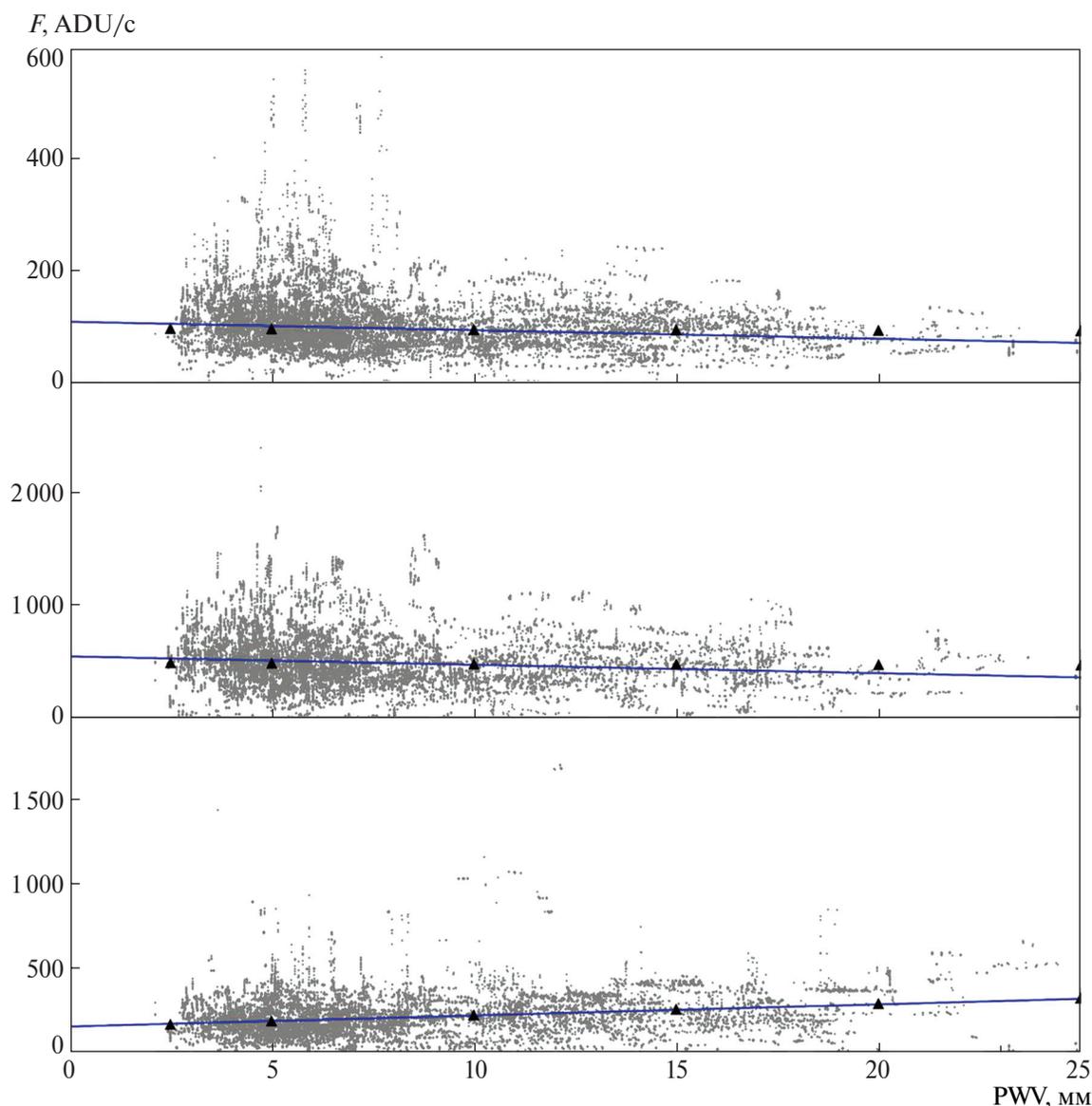


Рис. 7. Зависимость приведенной к зениту наблюдаемой яркости фона в полосах *J*, *H* и *K* от содержания воды в атмосфере при глубине погружения Солнца под горизонт больше 18° для *J* и *H* и больше 6° для *K* (данные в полосе *K* исправлены за вклад инструментального фона). Синими линиями показана аппроксимация серых точек прямой линией, черными треугольниками — результаты модельных расчетов.

в ясную погоду, и количество таких наблюдений значительно превышает число измерений, полученных при наличии облаков на небе. Тем не менее надо иметь в виду, что наличие облаков (или дымки) приводит в увеличению яркости фона неба в полосе *K* (так как облака относительно теплые) и падению яркости в полосах *J* и *H*, так как дымка или облака поглощают излучение верхних слоев атмосферы, в основном формирующее поток от ясного неба в этих полосах.

На рис. 2, 4–7 показана, по сути, совокупность большого числа наблюдений, каждое из которых из-за наблюдений в режиме дизеринга представлено

рядом отдельных точек. Из этих рисунков выделяется рис. 4, на котором эти отдельные точки из-за наличия развертки по времени выстраиваются в последовательности, показывающие изменение величины фона за время одного наблюдения. Видно, что в полосе *H* часто наблюдаются значительные колебания уровня фона, тогда как в *J* и *K* они значительно меньше. Некоторые мониторинговые наблюдения длились часами, что позволяет нам рассмотреть стабильность яркости фона на коротких временах.

На рис. 10 показаны характерные примеры кривых изменения яркости в полосах *J*, *H*, *K*. Для полосы *H*

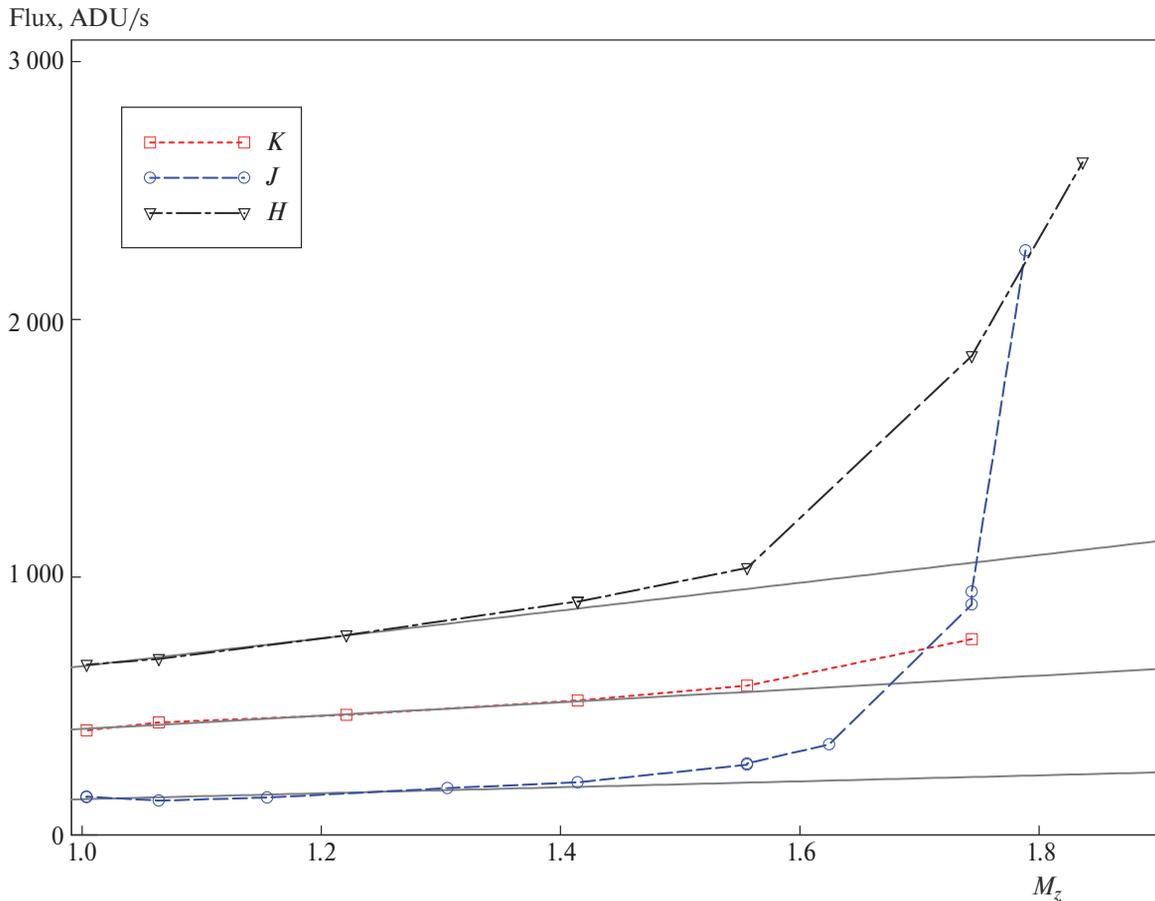


Рис. 8. Зависимость яркости фона неба в вертикале Луны от воздушной массы для полос J , H и K .

приведен пример с сильной переменностью фона (изменение на 50% за 30 минут) и малой переменностью на коротком масштабе времени ($\sim 10\%$ за 30 минут). Однако видно, что на большем временном отрезке изменение фона может быть гораздо сильнее (до тех же 50% за 2 часа). Колебания уровня фона в полосах J и K могут иметь амплитуду до $\sim 10\%$. Большую часть времени фон демонстрирует в 2–3 меньшую переменность, чем указано выше. Сравнение полученных величин с данными других обсерваторий (см., напр., [13, 11] и ссылки там) говорит о похожем характере переменности яркости фона в них.

Используемые нами величины ADU/с на 1 пиксел кадра удобны для непосредственного применения в работе с камерой ASTRONIRCAM. Поэтому в этой работе в них представлено большинство графиков. Однако для сравнения данных с другими обсерваториями или использования их для оценки фоновых значений для другого инструмента КГО требуется приведение к другим единицам измерения. Обычно в первом случае яркость фона выражают в звездных величинах с квадратной угловой секунды

неба ($\text{mag}/\text{arcsec}^2$), а во втором случае могут быть удобнее единицы $\text{ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{arcsec}^{-2}$.

Для оценки поверхностной плотности энергии, необходимой для регистрации 1 ADU детектором, мы провели обработку большого массива наблюдений фотометрических стандартов системы МКО—NIR из списка [14], выполненных при высокой стабильной прозрачности атмосферы на малых воздушных массах. Мы сопоставляли число накопленных отсчетов ADU с освещенностью, создаваемой стандартными звездами. Это позволило напрямую получить искомые величины коэффициентов преобразования (см. второй столбец в табл. 1). Зная величину эффективной площади собирающей поверхности телескопа $S \approx 4 \times 10^4 \text{ cm}^2$, по данным второго столбца табл. 1 (обозначим их K_λ) можно вычислить число фотонов, которые должны упасть на зеркало для регистрации 1 отсчета ADU: $N_{ph} = (S \cdot K_\lambda) / h\nu$. Полученные значения приведены в 3-м столбце табл. 1. Они близки к тем, которые можно было бы получить, опираясь на данные, приведенные в работе [7] о пропускании телескопа и камеры ASTRONIRCAM (0.41–0.51 в зависимости от

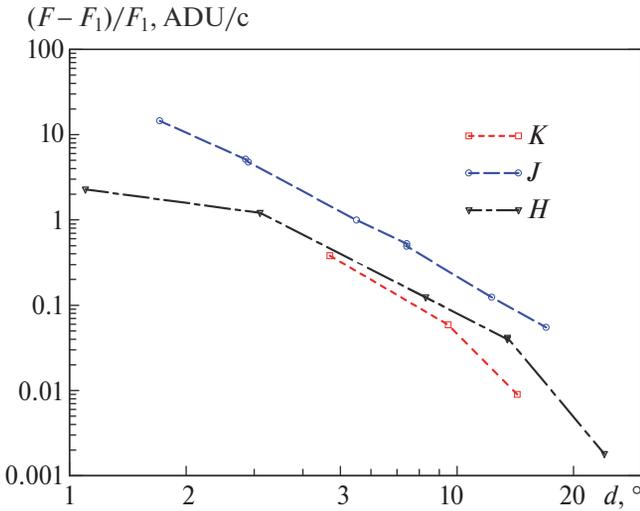


Рис. 9. Зависимость относительного вклада рассеянного лунного излучения в общую яркость фона неба в вертикале Луны от углового расстояния между точкой измерения и Луной для полос J , H и K . F — яркость на расстоянии d , F_1 — яркость в зените.

Таблица 1. Калибровочные коэффициенты для JHK полос

Полоса	Коэффициент, $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{ADU}^{-1}$	Коэффициент, ph/ADU
J	$(1.89 \pm 0.17) \times 10^{-16}$	4.8
H	$(1.19 \pm 0.15) \times 10^{-16}$	4.0
K	$(8.9 \pm 1.3) \times 10^{-17}$	4.0

фильтра), квантовой эффективности детектора $QE = 0.94$ и коэффициенте преобразования $gain = 2.2e^-/\text{ADU}$.

Зная масштаб изображения ASTRONIRCAM $a = 0.269''$ пиксел, ширину полосы пропускания фильтра $\Delta\lambda$ [7] и абсолютные калибровки потоков F_λ^0 звезды 0^m в полосах J , H , K из работы [12], можно вычислить блеск 1 квадратной угловой секунды

$$= 2.5 \lg \frac{a^2 F^0 \Delta\lambda}{K F},$$

где F — яркость фона неба в единицах $\text{ADU}/\text{с}$. Полученные средние величины яркости фона неба в зените приведены в первой строке табл. 2. В этой же таблице приведены данные о яркости фона неба в некоторых известных обсерваториях мира из работы [13]. Для полосы K остается неопределенность в учете вклада инструментального фона. В случае представления средних данных о яркости фона инструментальную его составляющую часто при этом не вычитают. Мы поступили аналогичным образом. Учет вклада инструментального фона снизит указанную нами яркость более чем на величину.

Таблица 2. Средняя яркость фона в ближнем ИК-диапазоне в КГО и в разных обсерваториях по данным [13] в $\text{mag}/\text{arcsec}^2$

Обсерватория	Высота, м	J	H	K
КГО ГАИШ МГУ	2110	15.7	13.9	13.1
Calar Alto	2168	15.6	13.8	12.0
La Palma	2500	15.5	14.0	12.6
Paranal	2635	16.5	14.4	13.0
Cerro Pachon	2200	16.0	13.9	13.5
Mt. Graham	1926	—	—	13.5
Mauna Kea	4200	15.6	14.0	13.4
Mt. Hamilton	1283	16.0	14.0	13.0
Kitt Peak	2096	15.7	13.9	13.1
Anglo Australian	1164	15.7	14.1	13.5
Observatory				

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты анализа многолетних измерений яркости фона неба в КГО ГАИШ в ближнем ИК-диапазоне (полосы J , H , K). Большой накопленный массив данных позволил выделить вклад инструментального фона и изучить зависимость яркости фона неба от различных факторов.

В работе показано, что инструментальный фон заметен только в полосе K (центральная длина волны 2.2 мкм). Этот фон определяется собственным излучением элементов конструкции телескопа (например, оправами зеркал, растяжками вторичного зеркала и т.п.), попадающих в поле зрения ИК-камеры, и зависит от температуры трубы телескопа T_{tube} . Приняв характерное расстояние внутри трубы телескопа за 5 м, мы показали, что площадь излучающей поверхности примерно равна $750(L/5)^2 \epsilon \text{ см}^2$, где ϵ — излучательная способность поверхности, L — характерное расстояние от камеры до излучающей поверхности в метрах. Температура металлических частей телескопа достаточно быстро выравнивается с температурой воздуха, что позволяет, основываясь на прогнозе погоды, предсказывать величину инструментального фона. Для практического использования совместный вклад заатмосферного и инструментального фона можно во всем рабочем диапазоне температур представить в виде полинома 3-й степени $0.026 T^3 + T^2 + 24 T + 380 \text{ ADU}/\text{с}$.

Сравнение данных, полученных при различных значениях температуры и содержания воды (PWV) в атмосфере Земли (рис. 6, 7), показывает, что яркость фона неба в полосах J , H , K не зависит от температуры, но наблюдается некоторая зависимость

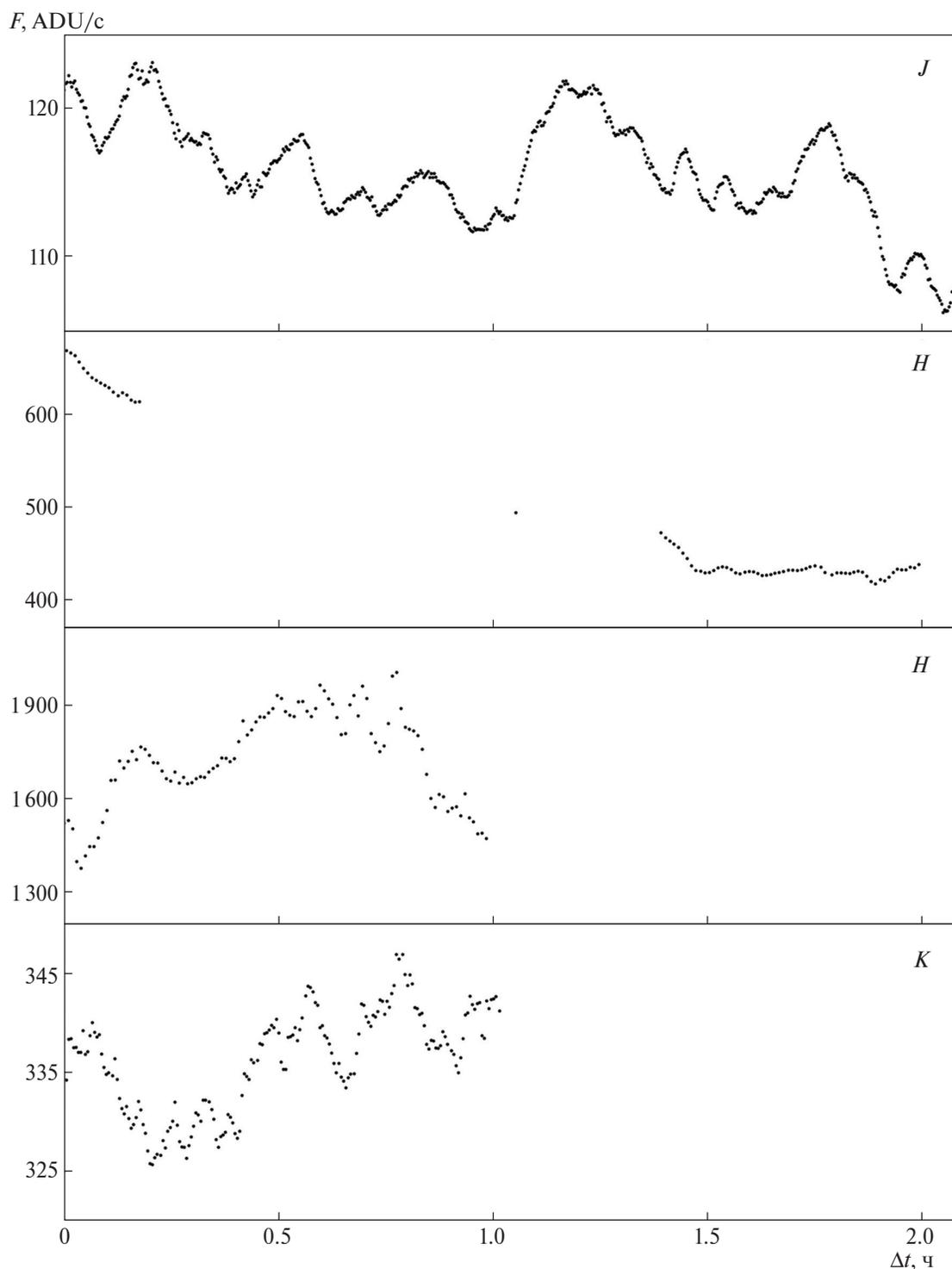


Рис. 10. Переменность яркости фона неба во время мониторинговых наблюдений в полосах *J*, *H* и *K*. Данные взяты для разных дат, кривые произвольно сдвинуты по времени.

от PWV: в полосах *J*, *H* яркость неба уменьшается с ростом PWV (примерно на 1%/1 мм), а в полосе *K* увеличивается примерно на 2.5%/1 мм. Однако существует значительная переменность фона на коротких временных шкалах, не зависящая от метеопараметров: за 30 минут яркость фона неба может поменяться на десятки процентов в полосе *H* и до

10% в полосах *J* и *K* (рис. 10). Такая переменность приводит к тому, что при малом числе измерений трудно получить надежную оценку яркости фона (см., напр., [11, рис. 2]), где приведены измерения яркости фона неба в ближнем ИК-диапазоне по кратковременным наблюдениям, полученным в течение 3 ночей).

В работе сделана оценка максимального вклада рассеянного атмосферой излучения Луны. Наблюдения проводились вблизи полнолуния при небольшой высоте Луны над горизонтом. Измерения показали, что на угловом расстоянии $>10^\circ$ вкладом Луны в фон неба можно пренебречь даже в коротковолновой полосе J (добавка к уровню фона в зените 20%). При угловом расстоянии $<5^\circ$ во всех фильтрах вклад лунного излучения велик и требует учета. При расстоянии 5° величина фона неба увеличивается в 2 раза в полосе J и до 30% в полосе K (рис. 9). Полученная нами форма зависимости количества рассеянного света от углового расстояния не характерна для случая релеевского рассеяния, что говорит о значительном вкладе аэрозольного рассеяния в ночь наблюдений.

Считая уровень заатмосферного фона неба в среднем постоянным, мы получили его среднюю величину: J — 55 ADU/с, H — 126 ADU/с, K — 80 ADU/с. При этом средняя наблюдаемая яркость безлунного неба в КГО, приведенная к зениту, составляет 98 ± 30 ADU/с в полосе J , 526 ± 160 ADU/с в полосе H и в полосе K : 204 ± 90 ADU/с с вычетом инструментального фона или 600 ± 90 ADU/с без его учета. Мы считаем, что относительно высокие погрешности связаны не столько с ошибками наблюдений, сколько с переменным вкладом излучения молекул OH^- , находящихся в верхних слоях земной атмосферы, и формирующих в основном излучение в этих полосах. Используя значения калибровочных коэффициентов из табл. 1, мы перевели указанные выше величины в универсальные единицы $\text{mag}/\text{arcsec}^2$: $m_J = 15.7$, $m_H = 13.9$, $m_K = 14.2$ и $m_K = 13.1$ (с вычетом и без вычета инструментального фона соответственно). Видно, что использование специализированного ИК-телескопа вместо имеющегося универсального 2.5-м телескопа позволяет почти в 3 раза снизить величину фона, на котором проводятся измерения. Эти данные вместе с данными [13] о яркости фона неба в ближнем ИК-диапазоне в нескольких обсерваториях приведены в табл. 2, из которой видно, что КГО по яркости неба сравнима с такими известными обсерваториями, как Кит Пик, Мауна Кеа и др.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Программы развития Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова (научно-образовательная школа “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”, грант 23-Ш01-06).

Авторы выражают признательность коллективу наблюдателей и инженеров 2.5-м телескопа КГО ГАИШ за помощь в получении данных. С. Желтухов благодарит за поддержку Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (№ 21-2-10-35-1).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *N. Shatsky, A. Belinski, A. Dodin, S. Zheltoukhov, et al.*, in *Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century*, Proc. of the All-Russian Conference held 21–25 September, 2020 in Nizhny Arkhyz, Russia; edited by I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin, A. F. Valeev, and D. O. Kudryavtsev (Пятигорск: из-во Снег, 2020), p. 127, arXiv:2010.10850 [astro-ph.IM].
2. *V.G. Kornilov, M.V. Kornilov, N.I. Shatsky, O.V. Vozyakova, et al.*, *Astron. Letters* 42, 616 (2016).
3. *V. Kornilov, M. Kornilov, O. Voziakova, N. Shatsky, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 462, 4464 (2016), arXiv:1607.07637 [astro-ph.IM].
4. *A. T. Tokunaga, D. A. Simons, and W. D. Vacca*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 114, 180 (2002), arXiv:astro-ph/0110593.
5. *A. M. Tatarsnikov, S. G. Zheltoukhov, N. I. Shatskii, M. A. Burlak, N. A. Maslennikova, and A. A. Vakhonin*, *Astrophys. Bull.* 78, 259 (2023).
6. *S. G. Zheltoukhov and A. M. Tatarsnikov*, *Moscow University Phys. Bull.* 77, 886 (2022).
7. *A. E. Nadjip, A. M. Tatarsnikov, D. W. Toomey, N. I. Shatsky, A. M. Cherepashchuk, S. A. Lamzin, and A. A. Belinski*, *Astrophys. Bull.* 72, 349 (2017), arXiv:1706.08959 [astro-ph.IM].
8. *A. M. Price-Whelan, P. L. Lim, N. Earl, N. Starkman, et al.*, *Astrophys. J.* 935, id. 167 (2022), arXiv:2206.14220 [astro-ph.IM].
9. *L. Bradley, B. Sipöcz, T. Robitaille, E. Tollerud, et al.*, *astropy/photutils: 1.9.0*, Zenodo (2023).
10. *S. G. Zheltoukhov, A. M. Tatarsnikov, and N. I. Shatsky*, *Astron. Letters* 46, 193 (2020).
11. *O. Vaduvescu and M. L. McCall*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 116, 640 (2004), arXiv:astro-ph/0404337.
12. *A. T. Tokunaga and W. D. Vacca*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 117, 421 (2005), arXiv:astro-ph/0502120.
13. *S. F. Sánchez, U. Thiele, J. Aceituno, D. Cristobal, J. Perea, and J. Alves*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 120, 1244 (2008), arXiv:0809.4988 [astro-ph].
14. *S. K. Leggett, M. J. Currie, W. P. Varricatt, T. G. Hawarden, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 373, 781 (2006), arXiv:astro-ph/0609461.

THE BRIGHTNESS OF THE SKY OF THE CAUCASIAN MOUNTAIN OBSERVATORY OF MSU IN THE NEAR INFRARED

A. M. Tatarnikova^a, S. G. Zheltoukhov^a, G. E. Nikishev^a,
A. N. Tarasenkova^{a,b}, A. V. Sharonova^a

^a*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

^b*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The results of measurements of background brightness in the near-infrared range (bands J , H , K), carried out in 2016–2023 at the Caucasus Mountain Observatory of Moscow State University was analyzed. It is shown that the instrumental background associated with the thermal radiation of the telescope is noticeable only in the K band, and at operating temperatures its contribution mainly determines the level of the overall background in this band. The coefficients of a polynomial taking into account the contribution of instrumental and extra-atmospheric backgrounds are presented. It is shown that the brightness of the sky background does not depend on air temperature, but a weak dependence on the water vapor content is observed, close to that expected from model calculations: in the J and H bands, the background brightness decreases at a rate of $\approx 1\%/1$ mm, and in the K band it grows at a rate of $\approx 2.5\%/1$ mm. The maximum amplitude of background brightness variability on short time scales (~ 30 minutes) has been estimated: $\approx 10\%$ in the J and K bands and $\approx 30\%$ in the H band. The maximum contribution of Moon's radiation scattered in the atmosphere to the overall background level has been determined. It is shown that this contribution can be ignored at an angular distance of the observation point from the Moon greater than $\sim 10^\circ$ even during a full moon. The average background surface brightness mag/arcsec² in the J , H and K bands was calculated: $m_J = 15.7$, $m_H = 13.9$ and $m_K = 13.1$.

Keywords: astroclimatic research, near-infrared sky background range.

ПРАВИЛО ГНЕВЫШЕВА—ОЛЯ: СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС

2024 г. Ю. А. Наговицын^{1, 2, *}, А. А. Осипова¹, В. Г. Иванов¹

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nag-yury@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.10.2023 г.

После доработки 27.11.2023 г.

Принята в печать 27.12.2023 г.

Проведено статистическое исследование утверждений, содержащихся в Правиле Гневышева—Оля (ПГО) и в некоторых его толкованиях. Показано, что ПГО в его оригинальной формулировке для индекса суммарной активности за 11-летний цикл ΣW , фиксирующее тесную связь в паре четный-последующий нечетный цикл (ЧН) и ее отсутствие в противоположной паре (НЧ), строго выполняется для современных наблюдательных данных — версии 2.0 чисел пятен (чисел Вольфа) — при уровне значимости $\alpha = 0.01$. При этом за четным 11-летним циклом следует нечетный с большим ΣW . Для амплитуд циклов ПГО существует лишь как тенденция, и различие зависимостей пар циклов ЧН и НЧ статистически незначимо. Статистически не подтверждается также чередование величины циклов как для параметра ΣW , так и для амплитуд. Получено, что различные аспекты ПГО статистически лучше выполняются для новой версии 2.0 относительных чисел пятен — чисел Вольфа, что говорит в пользу ее дальнейшего успешного использования для исследований в солнечной физике.

Ключевые слова: Солнце, солнечная активность, солнечные пятна, солнечный цикл

DOI: 10.31857/S0004629924010069 EDN: LFIJNC

1. ВВЕДЕНИЕ

После длительных (с 1826 г.) регулярных любительских наблюдений Г. Швабе к 1845 г. обнаружил цикличность появления пятен на Солнце. Р. Вольф организовал службу дальнейших профессиональных наблюдений [1] и систематизировал ранние архивные записи, подтвердив это открытие. Вольф ввел количественный показатель активности, названный “числом Вольфа” (или позднее — “относительным числом пятен”, сейчас — просто “числом пятен”). Он определил средний период солнечного цикла 11.1 года, а также ввел нумерацию циклов, так что нулевым стал цикл, имеющий максимум в 1750 г. Известный норвежский математик Д. Кортевег (соавтор известного уравнения Кортевега-де Фриза) в работе [2] заметил, что картине цикличности могут соответствовать два типа циклов, имеющих два разных периода. (В скобках добавим, что в этой же статье Кортевег пишет, что более длинным периодам должны соответствовать меньшие амплитуды, предвосхищая суть эффекта Вальдмайера [3], а также отвергает связь цикличности с обращениями планет вокруг Солнца).

Дж. Хэйл после открытия в 1908 г. магнитного поля пятен [4] обнаружил, что в двух соседних 11-летних циклах изменяется характер полярности биполярных групп пятен, так что циклы как бы чередуются в общем 22-летнем цикле. Тернер [5]

утверждал, что первую половину такого цикла образует нечетный цикл цюрихской нумерации (установленной Р. Вольфом) — больший и более короткий, вторую — четный. Различия четных и нечетных циклов рассматривались также Г. Людендорфом [6] и М. Вальдмайером [3].

В 1948 г. М. Н. Гневышев и А. И. Оля опубликовали работу [7], в которой был сформулирован результат, в дальнейшем названный “Правилем Гневышева—Оля” (ПГО). Они рассмотрели новый параметр — сумму чисел Вольфа за 11-летний цикл (полную энергию цикла) ΣW . К этому времени уже имелся материал за 21 цикл, начиная с 1700 г. Образовав пары четный-последующий нечетный и нечетный-последующий четный циклы, они обнаружили, что в первом случае коэффициент корреляции Пирсона составляет $R = 0.91 \pm 0.106$ (при одном исключении: пары №№ 4–5), а во втором $R = 0.50 \pm 0.24$. Ввиду явной разницы авторы заключили, что “22-летний цикл начинается четным циклом относительно малой величины, после которого следует нечетный больший цикл, величина которого определяется предыдущим циклом, что указывает на тесную физическую связь между ними”.

Несмотря на достаточно ясную формулировку, ПГО породило целый ряд интерпретаций и толкований в литературе. Рассмотрим их ниже.

Сделаем замечание о данных наблюдений и временных рядах. До июня 2015 г. исследователи пользовались “старой” версией чисел Вольфа, называемой сейчас версией 1.0. В настоящее время официальной считается версия 2.0, введенная в работах [8, 9]. В нашей статье для всех статистических исследований мы будем использовать обе версии среднегодовых чисел Вольфа (чисел пятен, как их часто сейчас называют) с 1700 г. по настоящее время, которые можно найти на сайте SILSO [10]. Этот диапазон соответствует номерам циклов с -4 по 24 , т.е. включает последний завершившийся цикл.

2. РАЗЛИЧНЫЕ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭФФЕКТА ГНЕВЫШЕВА—ОЛЯ

Мы употребили в названии раздела слово “эффект”, поскольку разные авторы по-разному интерпретируют результат [7]. И это не должно вызывать удивления: затронутые в ПГО свойства цикличности кажутся весьма важными как для понимания ее физических основ, так и для прогнозирования ее уровня за несколько лет до максимума цикла.

Большая группа авторов обращает внимание на слова статьи [7] о том, что *за четным циклом следует относительно больший нечетный, но под словом “большой” имеет в виду максимумы (амплитуды) циклов WM* (см. [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23] и др.). Данная трактовка рассматривает амплитуду циклов как определяющую характеристику в ПГО. Однако амплитуда — это показатель, описывающий очень важную, но единственную точку цикла. Используемые трактовки включают, например, следующие формулировки: “заметная тенденция для циклов солнечных пятен с нечетными (четными) номерами иметь амплитуды выше (ниже) их среднего значения” [11, 12, 13], “за четными солнечными циклами следуют более высокие по амплитуде нечетные циклы” [14], “четный цикл солнечных пятен всегда сменяется более интенсивным нечетным” [23]. Сюда же примыкают работы, в которых говорится о чередовании высоты циклов [24, 25, 26, 27].

Некоторые авторы используют те же величины, что и Гневывшев и Оля, т.е. *суммы W за цикл, и тоже говорят о большей или меньшей величине в зависимости от четности* (см. [28, 29, 30, 31, 32] и др.). Примеры таких трактовок: “сумма чисел солнечных пятен для нечетного цикла превышает сумму чисел предыдущего четного цикла” [28], “сумма чисел солнечных пятен за нечетный 11-летний цикл солнечных пятен превышает сумму чисел предыдущего четного цикла” [29], “сумма чисел солнечных пятен за не-

четный цикл превышает сумму чисел за предыдущий четный цикл” [30], “количество солнечных пятен в нечетном цикле превышает количество пятен в предыдущем четном цикле” [31].

Указанные утверждения — качественные. Проверим их количественно для обеих имеющихся версий чисел Вольфа (их в дальнейшем мы будем отмечать верхним индексом переменных). Следуя Гневывшеву и Олю [7], будем удалять здесь и во всей нашей работе пару циклов 4 и 5 при рассмотрении зависимостей между четным и последующим нечетным циклами. Вначале найдем значимость разности Δ у каждой из величин WM и ΣW для нечетного O и предыдущего четного цикла E (обозначим такую последовательность EO в нижнем индексе) с помощью критерия Стьюдента. Найдем экспериментальные значения t :

$$\begin{aligned} t(\Delta_{EO}WM^{1.0}) &= 2.48, & t(\Delta_{EO}\Sigma W^{1.0}) &= 3.69, \\ t(\Delta_{EO}WM^{2.0}) &= 2.84, & t(\Delta_{EO}\Sigma W^{2.0}) &= 4.64. \end{aligned} \quad (1)$$

Аналогично проделаем для сопряженных пар нечетный-последующий четный цикл:

$$\begin{aligned} t(\Delta_{OE}WM^{1.0}) &= -0.85, & t(\Delta_{OE}\Sigma W^{1.0}) &= -0.10, \\ t(\Delta_{OE}WM^{2.0}) &= -0.94, & t(\Delta_{OE}\Sigma W^{2.0}) &= -0.64. \end{aligned} \quad (2)$$

Критические значения для числа степеней свободы $N-1$ составляют при уровне значимости $\alpha=0.05$ $t_{crit}=2.18$ и при $\alpha=0.001$ $t_{crit}=3.05$. Таким образом, из выражений (1), (2) можно заключить: утверждение ПГО, что за четным 11-летним циклом следует больший нечетный, подтверждается для параметра суммарной энергетики циклов ΣW на интервале 1700–2022 гг. на высоком уровне значимости: не меньше $\alpha=0.01$. Это заключение также не отвергается для параметра амплитуд, но на меньшем уровне достоверности $1-\alpha=0.95$. Заключение о чередовании амплитуд соседних циклов статистически опровергается.

Далее, в ряде работ фиксируется тот факт, что *соседние циклы образуют пару — 22-летний цикл*, т.е. подтверждают результат Тернера с тем отличием, что Гневывшев и Оля указали правильную последовательность циклов в паре: четный-последующий нечетный. В частности, это утверждают авторы работ [33, 34, 35, 36, 37], отмечая, что суммарные числа Вольфа за нечетный цикл выше чем в предшествующий четный.

Сравнительно небольшое число авторов обращают внимание на важнейший с нашей точки зрения результат ПГО: сильную связь суммарных

индексов активности в паре четный-последующий нечетный цикл и слабую в паре нечетный-последующий четный цикл [38, 39, 40, 41, 42, 43, 44].

Задача нашей работы — уточнение корректной формулировки ПГО на основе современных данных.

3. СВЯЗИ В СОСЕДНИХ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛАХ И ПРАВИЛО ГНЕВЫШЕВА—ОЛЯ

Со времени публикации [7] прошло 75 лет, появились 6 новых 11-летних циклов. Кроме того, как мы уже упоминали, вместо старой версии чисел Вольфа, названной версией 1.0, появилась новая версия 2.0 [8, 9]. Рассмотрим результаты ПГО для этих версий (и новых, по сравнению с [7], данных), представленные на рис. 1. В левой части этого рисунка (сверху вниз) приведены версия 1.0 чисел Вольфа и корреляции из четного в последующий нечетный цикл ЧН и наоборот — из нечетного в последующий четный НЧ. В правой — то же самое для версии 2.0. Мы видим, что коэффициенты корреляции для ЧН и НЧ в версии 1.0 различаются, хотя и меньше, чем в [8]. В версии 2.0 эти различия уже больше.

Имеются методы оценки доверительного интервала коэффициента корреляции: “классический” [45]

$$\sigma_R = \sqrt{\frac{1 - R^2}{N - 2}}$$

(N — число пар точек), который использовался в [7], и “современный” — с применением Z -преобразования [46]. К сожалению, область применения обеих этих оценок ограничена большими N (по крайней мере, $N > 30$), у нас же $N = 13$ и 14.

Поэтому для выяснения значимости различия связей ЧН и НЧ пойдём несколько другим путем, чем в [7]. Рассмотрим невязки $\{y_i\}$ экспериментальных значений от регрессионных прямых на каждом из рис. 1(в)—(е) как меру тесноты связей. Если дисперсия $\{y_i\}$ для пар ЧН будет значимо меньше, чем для НЧ, мы сможем сказать, что при выбранном уровне значимости связь ЧН более тесная, чем НЧ.

Заметим, что для проведения статистических процедур важно, чтобы сравниваемые ряды имели нормальное распределение. Вначале покажем, что предположение о том, что невязки ординат y_i относительно регрессионных прямых (в)—(е) на рис. 1 распределены нормально, не отвергается.

Известный тест для этого — в рамках метода моментов — подсчет асимметрии As и эксцесса Ex распределения величины [47]. Рассчитываются

$$As = \frac{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^3}{Ns^3}, \quad (3)$$

$$Ex = \frac{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^4}{Ns^4} - 3,$$

(где \bar{y} — среднее значение $\{y_i\}$, s — стандартное отклонение) и сравниваются с дисперсиями

$$D(As) = \frac{6(N-1)}{(N+1)(N+3)}, \quad (4)$$

$$D(Ex) = \frac{24(N-2)(N-3)N}{(N-1)^2(N+3)(N+5)}.$$

Для того, чтобы результаты считались распределенными нормально, необходимо

$$|As| \leq 3\sqrt{D(As)}, \quad (5)$$

$$|Ex| \leq 5\sqrt{D(Ex)}.$$

Из выражений (4) и (5) для $N = 13, 14$ получаем

$$3\sqrt{D(As)} = 1.7, \quad (6)$$

$$5\sqrt{D(Ex)} = 4.5.$$

Как и ранее, обозначим нижним индексом E параметры (3) для четных циклов, O — для нечетных, на месте верхнего индекса обозначим номер версии чисел Вольфа. Произведя расчет для зависимостей, приведенных на рис. 1, получаем

$$|As_E^{1.0}| = 0.29, |As_O^{1.0}| = 0.14, |Ex_E^{1.0}| = 1.5, |Ex_O^{1.0}| = 0.4, \quad (7)$$

$$|As_E^{2.0}| = 0.31, |As_O^{2.0}| = 0.33, |Ex_E^{2.0}| = 1.0, |Ex_O^{2.0}| = 1.3.$$

Сравнивая выражения (6) и (7), мы видим, что условие (5) выполняется для всех случаев. Таким образом, простые тесты моментов на асимметрию и эксцесс не отвергают предположение о том, что невязки между экспериментальными значениями ΣW для 11-летних циклов и регрессионными кривыми на рис. 1 (в)—(е) распределены нормально. Однако и тут мы должны помнить, что проведенный тест является строгим для больших N , и проведенный эксперимент — не более чем “рамочный”.

Более “развитый” тест на нормальность распределений — тест Шапиро—Уилка [48]. Он считается одним из наиболее эффективных критериев проверки нормальности распределений и работает, в частности, для небольших (более 8) N . Этот крите-

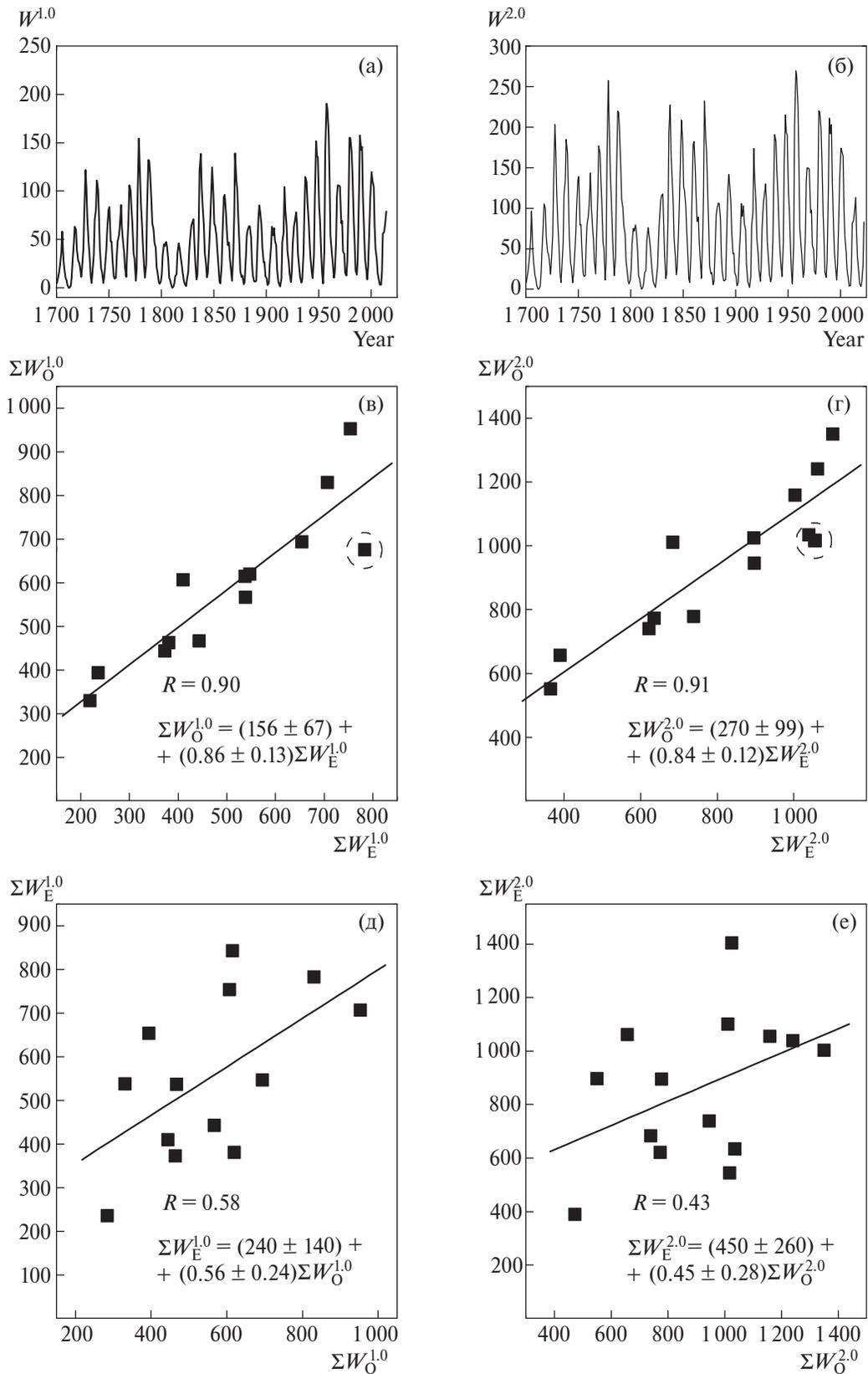


Рис. 1. Числа Вольфа: версия 1.0 (а), версия 2.0 (б). Зависимость четный-последующий нечетный цикл для сумм за цикл: версия $W^{1.0}$ (в), версия $W^{2.0}$ (г), штрихами обозначена пара циклов №№ 22–23. Зависимость нечетный-последующий четный цикл для сумм за цикл: версия $W^{1.0}$ (д), версия $W^{2.0}$ (е). Прямые линии — регрессии, R — соответствующие коэффициенты корреляции.

рий основан на оптимальной линейной несмещенной оценке дисперсии к ее обычной оценке методом максимального правдоподобия и работает одинаково эффективно и при малых, и при больших объемах выборки. Статистика критерия для упорядоченного возрастающего вариационного ряда $\{y_i\}$ имеет вид:

$$SW = \frac{\left[\sum_{i=1}^N a_{N-i+1} (y_{N-i+1} - y_i) \right]^2}{s^2}, \quad (8)$$

где s — несмещенная дисперсия, а индекс i изменяется от 1 до $N/2$ или от 1 до $(N-1)/2$ для четного и нечетного N соответственно. Коэффициенты a_{N-i+1} для $8 \leq N \leq 50$ можно найти, например, в работе [49]. Расчеты по (8) дают:

$$\begin{aligned} SW_E^{1.0} &= 0.94, & SW_O^{1.0} &= 0.96, \\ SW_E^{2.0} &= 0.98, & SW_O^{2.0} &= 0.95. \end{aligned} \quad (9)$$

Критическое (верхнее) табличное значение для уровня значимости $\alpha = 0.05$ составляет $SW_{crit} = 0.87$. Поскольку все расчетные значения больше критического, тест Шапиро-Уилка для данного уровня значимости показывает, что распределения невязок значений ΣW от регрессионных прямых и для четных, и для нечетных циклов не противоречат предположению об их нормальности.

Теперь мы можем применить мощный F -тест Фишера на отличие дисперсий (в) от (д) и (г) от (е) на рис. 1. Эти (несмещенные) дисперсии составляют:

$$\begin{aligned} D_E^{1.0} &= 5910, & D_O^{1.0} &= 22500, \\ D_E^{2.0} &= 9830, & D_O^{2.0} &= 60500. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, получаем

$$\frac{D_O^{1.0}}{D_E^{1.0}} = 3.8, \quad \frac{D_O^{2.0}}{D_E^{2.0}} = 6.2. \quad (11)$$

Критические точки распределения Фишера—Снедекора [50] при $N = 13, 14$ и числе параметров линейной регрессии $k = 2$ составляют $F_{crit} = 2.8$ для уровня значимости $\alpha = 0.05$ и $F_{crit} = 4.5$ для $\alpha = 0.01$. Сравнивая эти значения с выражением (11), заключаем, что для версии 1.0 различие зависимостей (в) и (д) достигается на 5-процентном уровне значимости, а для версии 2.0 для зависимостей (г) и (е) — даже на 1-процентном.

До сих пор мы говорили о ПГО в терминах дисперсий, в то время как в оригинальной статье этих авторов сравнение связи соседних пар производилось в терминах коэффициентов корреляции. Од-

нако, заметим, что дисперсия и коэффициент корреляции R связаны через так называемый коэффициент детерминации R^2 , который определяется как доля дисперсии зависимой переменной, объясняемая рассматриваемой моделью зависимости, причем для линейных зависимостей $R^2 = R^2$. Поэтому выводы, сделанные из рассмотрения дисперсий, могут быть перенесены и на коэффициенты корреляций.

4. ЗНАЧИМОСТЬ КОРРЕЛЯЦИЙ В ПРАВИЛЕ ГНЕВЫШЕВА—ОЛЯ

Еще одним тестированием правила Гневывшева—Оля может быть проверка полученных коэффициентов корреляции на значимость. Для этого используют следующий подход [51]. Величина

$$t = \frac{R}{\sqrt{1-R^2}} \sqrt{N-2} \sim t_{N-2} \quad (12)$$

имеет распределение Стьюдента с $N-2$ степенями свободы. Найдем ее экспериментальные значения:

$$t_{EO}^{1.0} = 6.8, \quad t_{OE}^{1.0} = 2.4, \quad t_{EO}^{2.0} = 7.3, \quad t_{OE}^{2.0} = 1.6. \quad (13)$$

Сравнение величин (13) с критическими табличными значениями дает следующий результат. Коэффициенты корреляции четный-последующий нечетный значимы на уровне значимости даже меньше $\alpha = 0.0001$ для обеих версий чисел Вольфа, в то время как R для пары нечетный-последующий четный циклы незначим уже на уровне $\alpha = 0.05$.

5. АМПЛИТУДНЫЕ СВЯЗИ И ПРАВИЛО ГНЕВЫШЕВА—ОЛЯ

Как мы уже отмечали, ряд авторов пытались переформулировать ПГО, используя вместо параметра ΣW амплитуды циклов WM . Рассмотрим, насколько статистически строго выполняется это правило в таком случае для корреляционных аспектов. На рис. 2 приведены, подобно рис. 1, соответствующие корреляции для версий 1.0 (левый столбец) и 2.0 (правый).

Тест Шапиро-Уилка дает

$$\begin{aligned} SW_E^{1.0} &= 0.92, & SW_O^{1.0} &= 0.91, \\ SW_E^{2.0} &= 0.92, & SW_O^{2.0} &= 0.92. \end{aligned} \quad (14)$$

Имея в виду, что при $\alpha = 0.05$ критическое значение $SW_{crit} = 0.87$, получаем, что распределения невязок значений WM от регрессионных прямых и для циклов любой четности не противоречат предположению об их нормальности. Применяя далее F -тест Фишера на отличие дисперсий (а) от (в) и (б) от (г) получаем:

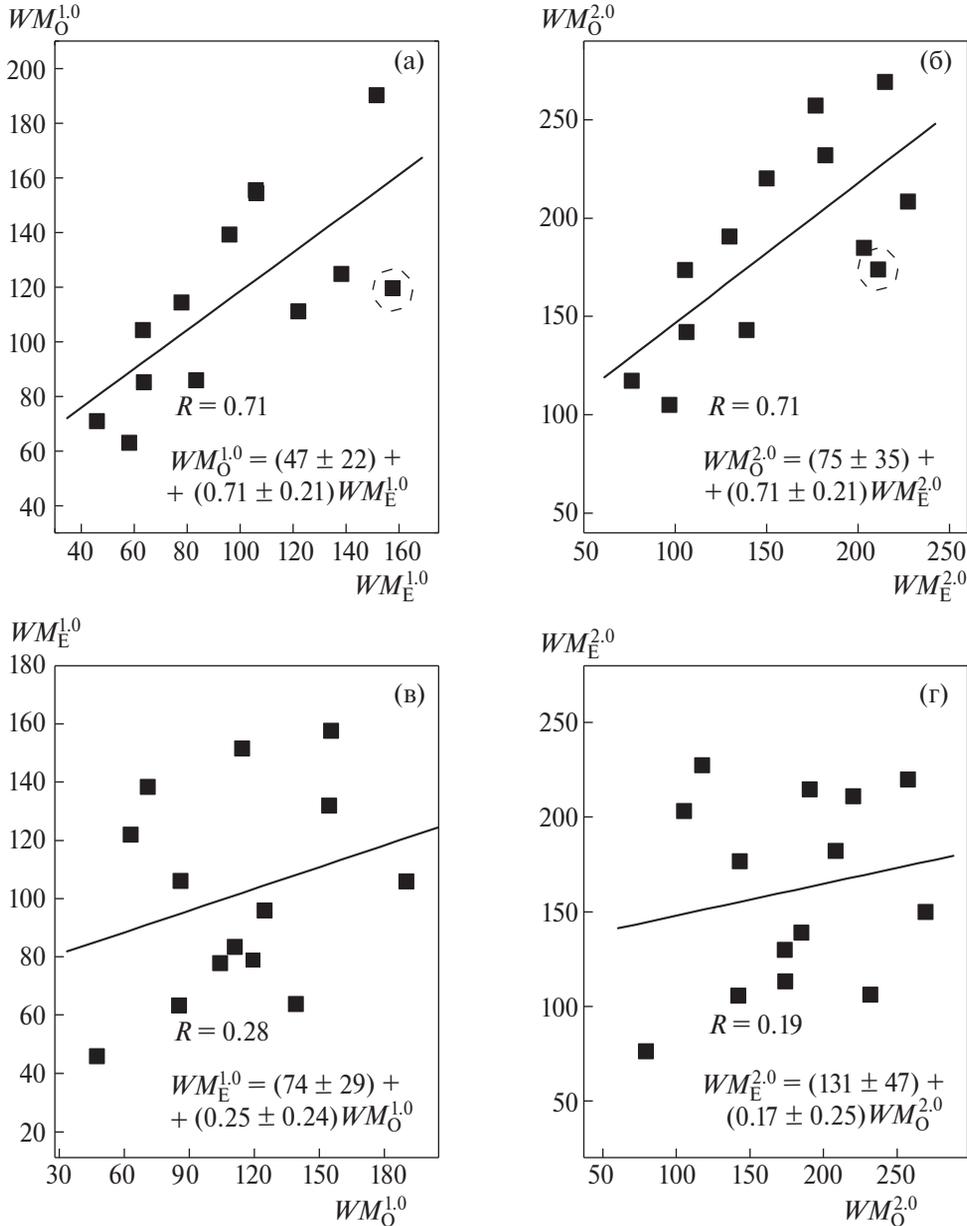


Рис. 2. Зависимость четный-последующий нечетный цикл для амплитуд циклов: версия $W^{1.0}$ (а), версия $W^{2.0}$ (б), штрихами обозначена пара циклов №№ 22–23. Зависимость нечетный-последующий четный цикл для амплитуд циклов: версия $W^{1.0}$ (в), версия $W^{2.0}$ (г). Прямые линии — регрессии, R — соответствующие коэффициенты корреляции.

$$\frac{D_O^{1.0}}{D_E^{1.0}} = 1.7, \quad \frac{D_O^{2.0}}{D_E^{2.0}} = 1.9. \quad (15)$$

Таким образом, гипотеза о различии дисперсий для пар ЕО и ОЕ отвергается уже на уровне значимости $\alpha = 0.05$, и корреляционный смысл ПГО в амплитудном варианте не подтверждается.

Заметим, что некоторые авторы заявили о нарушении ПГО в паре 22–23 циклов (см., напр., [23, 33, 34, 52, 53]). На рис. 1 (в), (г) и 2 (а), (б) эта пара обведена штрихами. Мы видим, что для амплитуд циклов WM пара действительно имеет наибольшее

отклонение от регрессионной прямой (в особенности в версии 1.0). Но для параметра ΣW , входящего в оригинальную формулировку, это отклонение, еще заметное в версии 1.0, практически пропадает в версии 2.0. Проверим последнее утверждение статистически более строго с помощью известного критерия Шовене [54].

Рассмотрим, как и ранее в разделе 3, невязки $\{y_i\}$ экспериментальных значений ΣW на рис. 1 (в), (г) от регрессионных прямых и рассчитаем модуль разности с их средним значением \bar{y} , нормированный на стандартное отклонение s :

$$d_i = \frac{|y_i - \bar{y}|}{s}. \quad (16)$$

Согласно критерию Шовене, если $\{y_i\}$ распределены нормально, то статистическим выбросом (в нашем случае — отклонением от линейной зависимости) считается точка, для которой d_i больше критического d_c для данного числа степеней свободы. Ранее мы показывали, что распределения $\{y_i\}$ не противоречат предположению о нормальности. При числе степеней свободы $N-2=11$ и уровня значимости $\alpha=0.05$ критическое $d_c=2.0$. В паре циклов 22–23 для параметра ΣW в версии 2.0 $d_{22,23}=1.4$, а в версии 1.0 — $d_{22,23}=2.0$. Таким образом, пара циклов №№ 22–23 для современной версии чисел Вольфа 2.0 по параметру ΣW статистически не нарушает зависимость ЧН, а для версии 1.0 находится на грани выброса.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ И ДИСКУССИЯ

В этой статье мы провели статистическое исследование утверждений, содержащихся в ПГО и в некоторых его толкованиях. Мы показали, что ПГО в его оригинальной формулировке для индекса ΣW (суммарной активности за 11-летний цикл), фиксирующее тесную связь в паре четный-последующий нечетный цикл и ее отсутствие в противоположной паре, строго выполняется для современных наблюдательных данных — версии 2.0 чисел пятен (чисел Вольфа) — при уровне значимости $\alpha=0.01$. Для версии 1.0 оно также выполняется, но с несколько меньшей достоверностью: для уровня значимости $\alpha=0.05$. Правило действует именно для суммарных за цикл значений этого индекса. При этом за четным 11-летним циклом следует нечетный с большим ΣW .

Для амплитуд циклов ПГО существует лишь как тенденция, и различие зависимостей пар циклов ЧН и НЧ статистически незначимо. Статистически не подтверждается также чередование величины циклов как для параметра ΣW , так и для WM .

Таким образом, многие толкования ПГО, о которых мы упоминали в разделе 2, лишь качественно характеризуют поведение соседних 11-летних циклов, и только ПГО в точной его формулировке — для параметра суммарной энергетики — не противоречит математической статистике.

Заметим, что, вообще говоря, корреляция, фигурирующая в ПГО как один из основных результатов, еще не означает физическую связь величин. Должны быть дополнительные физические соображения, для которых она является подтверждением. В нашем случае — это закон Хэйла о смене характера

полярностей групп солнечных пятен и факт существования 22-летнего цикла. ПГО, таким образом, отвечает на вопрос: какой из циклов в паре соседних начинается цикл Хэйла, оказывается, это — четный цикл. Поскольку связь между нечетным и последующим четным слабая, соседние 22-летние циклы статистически слабо связаны по параметру полной энергетики циклов. Таким образом, мы фиксируем 20–25 летнюю “память” активности.

Однако тут нужно сделать некоторую оговорку. Кроме 22-летнего, на Солнце существуют более длинные циклы: Гляйсберга (80–90 лет) и Зюсса (200–210 лет). Таким образом, существует корреляция поведения магнитного поля Солнца на интервалах 100–200 лет — назовем это “долговременной памятью”, в отличие от “кратковременной”, обусловленной связью, фигурирующей в правиле Гневывшева—Оля. Радионуклидные реконструкции солнечной активности на основе изотопов ^{14}C и ^{10}Be говорят о том, что явление долговременной памяти наблюдается, по крайней мере, в течение голоцена — порядка 10 000 лет [55]. Вполне вероятно, что и для длительных циклов возможны эмпирические эффекты типа Гневывшева—Оля, но не обязательно в похожей форме. Это требует специального исследования. В качестве предположения можно заметить, что процессу $\alpha - \omega$ динамо соответствует 22-летний цикл, а длительные, менее амплитудные, вариации обусловлены каким-то внешним к нему процессом с другой физикой.

В конце статьи заметим, что разобранные в этой статье различные аспекты ПГО статистически лучше выполняются для новой версии 2.0 относительных чисел пятен (чисел Вольфа), что говорит в пользу ее дальнейшего успешного использования для исследований в солнечной физике.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Мировой центр данных WDC-SILSO (Королевская обсерватория Бельгии, Брюссель) [10] за открытую политику использования данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R. Wolf*, Mitt. Nat.forsch. Ges. Bern 130, 169 (1848).
2. *D. Korteweg*, Sitzungsab. Wiener Akad. 88, Abt II (1883).
3. *M. Waldmeier*, Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung (Leipzig: Geest and Portig, 1955).

4. *G. E. Hale*, Publ. Astron. Soc. Pacific 20, 220 (1908).
5. *H. Turner*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 74, 82 (1913).
6. *H. Ludendorff*, Zeitschrift für Astrophysik 2, 370 (1931).
7. *М. Н. Гневышев, А. И. Оля*, Астрон. журн. 25, 18 (1948).
8. *F. Clette, L. Svalgaard, J. M. Vaquero, and E. W. Cliver*, Space Sci. Rev. 186(1–4), 35 (2014).
9. *F. Clette, E. W. Cliver, L. Lefèvre, L. Svalgaard, J. M. Vaquero, and J. W. Leibacher*, Solar Physics 291(9–10), 2479 (2016).
10. SILSO, World Data Center — Sunspot Number and Long-term Solar Observations, Royal Observatory of Belgium, on-line Sunspot Number catalogue, http://www.sidc.be/SILSO/DATA/SN_y_tot_V2.0.txt.
11. *P. Charbonneau*, Liv. Rev. Solar Physics 2(1), id. 2 (2005).
12. *P. Charbonneau*, Liv. Rev. Solar Physics 7(1), id. 3 (2010).
13. *P. Charbonneau*, Liv. Rev. Solar Physics 17(1), id. 4 (2020).
14. *M. Temmer, J. Rybák, P. Bendík, A. Veronig, F. Vogler, W. Pötzi, W. Otruba, and A. Hanslmeier*, Central European Astrophys. Bull. 30, 65 (2006).
15. *P. Charbonneau, G. Blais-Laurier, and C. St-Jean*, Astrophys. J. 616(2), L183 (2004).
16. *B. Komitov and B. Bonev*, Astrophys. J. 554(1), L119 (2001).
17. *A. Özgüç and T. Ataç*, New Astronomy 8(8), 745 (2003).
18. *T. Ataç and A. Özgüç*, Solar Physics 233(1), 139 (2006).
19. *R. P. Kane*, Ann. Geophysicae 26(11), 3329 (2008).
20. *J. Javaraiah*, Solar Physics 281(2), 827 (2012).
21. *A. R. Choudhuri*, Indian J. Phys. 88(9), 877 (2014).
22. *M. Storini and J. Sykora*, Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso 25, 90 (1995).
23. *S. Duhau*, Solar Physics 213(1), 203 (2003).
24. *A. A. Ruzmaikin*, Solar Physics 100, 125 (1985).
25. *I. Lopes, D. Passos, M. Nagy, and K. Petrovay*, Space Sci. Rev. 186(1–4), 535 (2014).
26. *P. Charbonneau, G. Beaubien, and C. St-Jean*, Astrophys. J. 658(1), 657 (2007).
27. *D. Passos and P. Charbonneau*, Astron. and Astrophys. 568, id. A113 (2014).
28. *G. Usoskin, K. Mursula, and G. A. Kovaltsov*, Astron. and Astrophys. 354, L33 (2000).
29. *J. Javaraiah*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 362, 1311 (2005).
30. *B. Joshi, P. Pant, and P. K. Manoharan*, Astron. and Astrophys. 452, 647 (2006).
31. *F. Stefani, A. Giesecke, and T. Weier*, Solar Physics 294, id. 60 (2019).
32. *B. Joshi, R. Bhattacharyya, K. K. Pandey, U. Kushwaha, and Y.-J. Moon*, Astron. and Astrophys. 582, id. A4 (2015).
33. *D. H. Hathaway*, Liv. Rev. Solar Physics 7, id. 1 (2010).
34. *D. H. Hathaway*, Liv. Rev. Solar Physics 12, id. 4 (2015).
35. *G. Usoskin and K. Mursula*, Solar Physics 218, 319 (2003).
36. *G. Usoskin, K. Mursula, and G. A. Kovaltsov*, Astron. and Astrophys. 370, L31 (2001).
37. *M. Temmer, A. Veronig, and A. Hanslmeier*, Solar Physics 215, 111 (2003).
38. *J. Javaraiah, L. Bertello, and R. K. Ulrich*, Astrophys. J. 626, 579 (2005).
39. *G. Usoskin, K. Mursula, and G. A. Kovaltsov*, Geophys. Res. Letters 29, id. 2183 (2002).
40. *J. Li, J. Qiu, T. W. Su, and P. X. Gao*, Astrophys. J. 621, L81 (2005).
41. *Yu. A. Nagovitsyn, E. Yu. Nagovitsyna, and V. V. Makarova*, Astron. Letters 35(8), 564 (2009).
42. *G. Usoskin, G. A. Kovaltsov, and W. Kiviaho*, Solar Physics 296, id. 13 (2021).
43. *K. Petrovay*, Liv. Rev. Solar Physics. 17, id. 2 (2020).
44. *Yu. A. Nagovitsyn and A. A. Osipova*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 505, 1206 (2021).
45. *A. L. Bowley*, J. Amer. Statistical Association. 23, 31 (1928).
46. *Г. Дёч*, Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразования. С приложением таблиц, составленных Р. Гершелем (М.: Рипол Классик, 1971).
47. *Т. А. Агекян*, Теория вероятностей для астрономов и физиков (М.: Наука, 1974).
48. *S. S. Shapiro and M. B. Wilk*, Biometrika 52, 591 (1965).
49. ГОСТ Р ИСО 5479-2002, Статистические методы. Проверка отклонения распределения вероятностей от нормального распределения (М.: Госстандарт России, ИПК Изд-во стандартов, 2002).
50. *В. Е. Гмурман*, Теория вероятностей и математическая статистика (М.: Высшая школа, 1999).
51. *N. A. Rahman*, A Course in Theoretical Statistics (London: Charles Griffin and Company, 1968).
52. *Yu. A. Nagovitsyn and A. A. Osipova*, Geomagnetism and Aeronomy 58, 1103 (2018).
53. *N. V. Zolotova and D. I. Ponyavin*, Geomagnetism and Aeronomy 55, 902 (2015).
54. *J. R. Taylor*, An Introduction to Error Analysis (Sausalito, California: University Science Books, 1997).

55. C. J. Wu, I. G. Usoskin, N. Krivova, G. A. Kovaltsov, M. Baroni, E. Bard, and S. K. Solanki, *Astron. and Astrophys.* 615, id. A93 (2018).

GNEVISHEV-OHL RULE: CURRENT STATUS

Yu. A. Nagovitsyn^{a,b}, A. A. Osipova^a, V. G. Ivanov^a

^a*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences at Pulkovo, Saint Petersburg, Russia*

^b*State University of Aerospace Instrumentation, Saint Petersburg, Russia*

A statistical study of the statements of the Gnevyshev—Ohl rule (GOR) and of some its interpretations has been carried out. The original formulation of the GOR states that for the summary index of solar activity over the 11-year cycle ΣW , there is a close connection in pairs of an even and the subsequent odd cycles (EO), while opposite pairs (OE) exhibit no such connection. This statement strictly holds with the significance level $\alpha = 0.01$, for the new version of the sunspot index SN 2.0 (Wolf numbers). In this case, an even cycle is followed by an odd one with a greater ΣW . For amplitudes of cycles the GOR is observed only as a trend, and the difference of connections in pairs of cycles EO and OE is statistically insignificant. The alternation of the cycle magnitude, both for the parameter and the amplitudes, is also not statistically confirmed. It has been found that various aspects of the GOR are statistically better fulfilled for the new version of the sunspot index SN 2.0, which speaks in favor of further use of this index in solar physics.

Keywords: Sun, solar activity, sunspots, solar cycle