

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

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

9–11 апреля 2014 года, ИКИ РАН, Москва

**СБОРНИК ТРУДОВ**

Под редакцией  
А. М. Садовского

Серия «Механика, управление и информатика»

МОСКВА  
ИКИ РАН  
2014

**XI Young Scientists Conference  
“Fundamental and Applied Space Researches”**

**IKI RAN, Moscow, April 9–11, 2014**

**Proceedings  
Ed. A. M. Sadovski**

The XI<sup>th</sup> Young Scientists Conference “Fundamental and Applied Space Researches”, devoted to the Cosmonautics Day (conference site <http://kmu.cosmos.ru>) was held in IKI RAN at 9–11 of April 2014. The main aim of the Conference is to give possibility to the young scientists to make their presentation unassisted, to obtain the experience of public speaking and discussions. The main Conference organizer is Educational center of IKI RAN. In conference may take part students, post-graduates and young scientists working in space researches. Here are the conference proceedings.

**11-я Конференция молодых учёных  
«Фундаментальные и прикладные космические исследования»**

**ИКИ РАН, Москва, 9–11 апреля 2014 г.**

**Сборник трудов  
Под ред. А. М. Садовского**

9–11 апреля 2014 г. в ИКИ РАН состоялась XI Конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (интернет-сайт конференции <http://kmu.cosmos.ru>), посвящённая Дню космонавтики. Основная цель конференции — дать молодым учёным возможность самостоятельно представить результаты своей работы, получить опыт выступления перед аудиторией, публичного обсуждения научных результатов. Организатор конференции — Научно-образовательный центр ИКИ РАН. В конференции участвовали студенты, аспиранты и молодые учёные, работающие в области космических исследований. Предлагаем вашему вниманию сборник трудов конференции.

Редакционная коллегия: *Шкляр Д. Р.*, доктор физико-математических наук,  
ИКИ РАН  
*Струминский А. Б.*, доктор физико-математических наук,  
ИКИ РАН

Редактор: *Корниленко В. С.*  
Компьютерная вёрстка: *Комарова Н. Ю.*  
Дизайн обложки: *Захаров А. Н.*

Мнение редакции не всегда совпадает с точкой зрения авторов статей.  
Отдельные статьи даны в авторской редакции.  
Качество иллюстраций соответствует предоставленному авторами материалу.

Электронная версия сборника размещена на сайте ИКИ РАН <http://www.iki.rssi.ru/print.htm>.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

9–11 апреля 2014 г. в Федеральном бюджетном учреждении науки Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) проходила XI Конференция молодых ученых (КМУ) «Фундаментальные и прикладные космические исследования», посвящённая Дню космонавтики. Организатор конференции — Научно-образовательный центр ИКИ РАН. Сайт конференции — <http://kmu.cosmos.ru>. В конференции принимали участие студенты, аспиранты и молодые ученые (до 35 лет), связанные с космосом.

### *Программный комитет конференции:*

- Зеленый Лев Матвеевич, доктор физико-математических наук, академик РАН, ИКИ РАН
- Садовский Андрей Михайлович, кандидат физико-математических наук, ИКИ РАН
- Петрукович Анатолий Алексеевич, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН
- Бескин Василий Семёнович, доктор физико-математических наук, Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН (ФИАН)
- Родин Александр Вячеславович, кандидат физико-математических наук, Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ)
- Измоденов Владислав Валерьевич, доктор физико-математических наук, Московский государственный университет (МГУ) имени М. В. Ломоносова
- Бессонов Роман Валерьевич, кандидат технических наук, ИКИ РАН
- Барталёв Сергей Александрович, доктор технических наук, ИКИ РАН

### *Организационный комитет конференции:*

- Садовский Андрей Михайлович, кандидат физико-математических наук, ИКИ РАН — председатель оргкомитета
- Зимовец Иван Викторович, кандидат физико-математических наук, ИКИ РАН
- Человеков Иван Васильевич, кандидат физико-математических наук, ИКИ РАН
- Бессонов Роман Валерьевич, кандидат технических наук, ИКИ РАН
- Измоденов Владислав Валерьевич, доктор физико-математических наук, МГУ
- Кузичев Илья Валерьевич, кандидат физико-математических наук, ИКИ РАН
- Антоненко Елена Александровна, ИКИ РАН

Основная цель конференции — дать молодым учёным возможность самостоятельно представить результаты своей работы, получить опыт выступления перед аудиторией, публичного обсуждения научных результатов. Именно поэтому на конференции нет стендовой сессии, все доклады только устные. Ещё одна немаловажная задача — дать возможность пообщаться молодёжи в своей среде, что может дать толчок к междисциплинарному подходу к решению тех или иных проблем, к развитию новых проектов и научных связей. На конференции проходят две секции одновременно, а сама конференция идет три дня, причём график выступлений очень плотный. Хотя конференция уже стала международной, её рабочим языком остается русский. Поскольку в КМУ участвуют студенты, аспиранты и молодые учёные, то регистрационного взноса не предусматривается, а все расходы организаторы покрывают с помощью грантов (в этом году был получен грант Российского фонда фундаментальных исследований — РФФИ), спонсорской помощи, поддержки, в том числе информационной, Программы поддержки молодых ученых Российской академии наук и, конечно, при поддержке ИКИ РАН.

Основные направления, по которым на КМУ были представлены доклады: атмосфера, гидросфера и литосфера Земли и планет; астрофизика и радиоастрономия; физика Солнечной системы; теория и моделирование физических процессов; космическое приборостроение; технологии спутникового мониторинга. На конференции были представлены лекции и приглашённые доклады уже признанных учёных, которые в своих выступлениях рассказывали о последних достижениях в физике Солнечной системы, использовании данных для теории и моделирования физических систем, последних достижениях астрофизики высоких энергий.

В начале 2014 г. вышел первый сборник избранных трудов конференции-2013, сейчас мы представляем вниманию читателей издание второго сборника.



## К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ФОРМЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ РАДИОИМПУЛЬСА ПУЛЬСАРА В КАРТИННОЙ ПЛОСКОСТИ

А. Л. Акопян<sup>1</sup>, В. С. Бескин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ)

<sup>2</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

Определение размера изображения радиоимпульсов пульсаров в картинной плоскости является важнейшей задачей не только в связи с возможностью их прямого углового разрешения, но и для проверки и ограничения существующих теорий радиоизлучения. В работе в простейшем случае дипольного магнитного поля определены как форма изображения, так и её изменение в зависимости от фазы импульса для необыкновенной (Х) и обыкновенной (О) моды. Получены изображения для пульсаров с различными значениями углов наклона оси намагниченности к оси вращения, а также различными параметрами модели, такими как высота излучения, размер области излучения по высоте и лоренц-фактора вторичной плазмы. Показано, что размер изображения в центре импульса значительно меньше, чем на его краях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-02-00831).

*Ключевые слова:* радиопульсары, диаграмма направленности.

### ВВЕДЕНИЕ

За почти полувековую историю исследования радиопульсаров, несмотря на отсутствие общепринятой последовательной теории их когерентного радиоизлучения, сформировалась вполне работоспособная модель полого конуса, позволяющая объяснить основные геометрические свойства средних импульсов [Смит, 1979; Манчестер, Тейлор, 1980; Radhakrishnan, Cooke, 1969]. Она основана на предположении о том, что диаграмма направленности радиоизлучения повторяет профиль плотности вторичной электронно-позитронной плазмы, рождение которой должно быть подавлено вблизи магнитной оси, где радиус кривизны магнитных силовых линий существенно больше, чем вдали от неё [Ruderman, Sutherland, 1975; Sturrock, 1971].

Действительно, согласно современным представлениям, рождение вторичной плазмы происходит вблизи магнитных полюсов нейтронной звезды, где существует сильное продольное электрическое поле. Первичные частицы, ускоряемые этим электрическим полем, движутся по искривлённым траекториям, излучая при этом изгибные фотоны с характерной частотой  $\omega_{cur} \approx (c/R_c)\gamma^3$  ( $R_c$  — радиус кривизны;  $\gamma$  — лоренц-фактор частиц), которая попадает в гамма-диапазон. Следующим в данной цепочке процессов является конверсия гамма-квантов в электронно-позитронные пары  $\gamma + B \rightarrow e^+ + e^- + B$ , которая также становится возможной лишь в искривлённом магнитном поле; фотоны, движущиеся вдоль магнитного поля, в электронно-позитронную пару превратиться не могут [Берестецкий и др., 2002].

Акопян Айк Леонович — студент, hayk.hakopyan@gmail.com

Бескин Василий Семёнович — ведущий научный сотрудник ФИАН, заведующий лабораторией МФТИ, доктор физико-математических наук, профессор МФТИ, beskin@lpi.ru

Из сказанного выше можно заключить, что рождение вторичных частиц в прямолинейном магнитном поле (точнее, с большим радиусом кривизны) будет подавлено, так как будут невелики как интенсивность изгибного излучения, так и угол распространения фотонов к магнитному полю. Поэтому в центральных областях полярной шапки плотность вторичных частиц должна быть гораздо меньше, чем у её границ. С истекающей плазмой обычно и связывают наблюдаемое радиоизлучение пульсаров.

За все эти годы вопрос о структуре диаграммы радиоизлучения исследовался достаточно подробно как с теоретической точки зрения, так и экспериментально (см., напр., последние обзоры [Hankins, Rankin, 2010; Weltevrede, Johnston, 2008]). Так, из наблюдений была определена зависимость ширины средних профилей от периода пульсара  $P$  и частоты наблюдения  $\nu$  [Maciesiak et al., 2012; Rankin, 1983]. Эти результаты, в частности, показали, что генерация радиоизлучения должна происходить на высотах  $R_m$  порядка 10...100 радиусов звезды  $R$ . В последнее время большое внимание было уделено построению последовательной теории распространения волн в магнитосфере [Beskin, Philippov, 2012; Petrova, Lyubarskii, 2000; Wang et al., 2010], которая позволила объяснить основные поляризационные свойства диаграммы направленности.

С другой стороны, вопрос о форме радиосигнала в картинной плоскости ранее практически не исследовался. Дело в том, что даже в том случае, если пространственный размер изображения составляет несколько десятков радиусов нейтронной звезды (порядка  $10^7$  см), угловой размер такого источника даже для ближайших радиопульсаров (порядка 100 пк) должен составлять лишь  $10^{-4}$  мкс дуги, что находилось за пределами приёмной аппаратуры. Поэтому единственным каналом, с помощью которого удавалось оценить линейный размер излучающей области, оставался метод межзвёздных мерцаний [Смирнова и др., 1998; Gwinn et al., 1993; Smirnova et al., 1996]. При этом, однако, в большинстве случаев речь могла идти лишь о его верхней оценке. Только в последнее время в связи с запуском космического телескопа «Спектр-Р» («Радиоастрон») [Кардашев, 2009] наконец появилась возможность прямого детектирования пространственного радиоизображения пульсаров. Поэтому, по нашему мнению, настало время подробно исследовать этот вопрос.

В первой части нашей работы сформулированы основные предположения, в рамках которых строится пространственное изображение радиоимпульса, а также сформулированы основные параметры, влияющие на форму изображения. Вторая часть посвящена изложению методики, с помощью которой определялись как формы изображения, так и её зависимость от фазы импульса. Наконец, последняя часть посвящена обсуждению полученных результатов.

## 1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Сформулируем основные предположения, в рамках которых нами будет построено изображение радиосигнала в картинной плоскости. Прежде всего, напомним, что радиоизлучение пульсара содержит две различные поляризационные моды — обыкновенную (О-мода) и необыкновенную (Х-мода) [Манчестер, Тейлор, 1980; Смит, 1979]. При этом необыкновенная Х-мода всегда распространяется по прямой, а обыкновенная О-мода на малых рассто-

яниях от нейтронной звезды отклоняется от магнитной оси. Как показано в работе [Beskin et al., 1993], угол отклонения при этом зависит от частоты волны  $\nu$  как  $\nu^{-0,14}$ . Ниже рассмотрим этот вопрос более подробно.

Понятно, что геометрические свойства наблюдаемого излучения будут зависеть от структуры диаграммы направленности. Для простоты мы будем считать, что диаграмма направленности радиоизлучения повторяет профиль концентрации плазмы у поверхности полярной шапки, которую мы запишем в виде

$$\left. \begin{aligned} n_e &= \lambda g(r_\perp) n_{GJ}, \\ r_\perp &= r \cdot \sin \psi_m. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь  $\lambda \approx 10^3 \dots 10^4$  есть множественность рождения частиц;  $n_{GJ} = \Omega \mathbf{B} / 2\pi c e$  — так называемая плотность Гольдрайха-Джулиана; фактор  $g(r_\perp)$ , где  $r_\perp$  есть расстояние от магнитной оси ( $\psi_m$  — угол между магнитной осью и радиус-вектором), как раз и моделирует структуру полого конуса. Ниже везде для простоты будем предполагать, что магнитное поле нейтронной звезды есть поле точечного диполя (что, безусловно, справедливо для расстояний  $R_m$ , много меньших радиуса светового цилиндра  $R_L = c/\Omega$ ), а также не учитывать эффекты абберации.

Как уже отмечалось, общепризнанной теории радиоизлучения, позволяющей определить функцию  $g(r_\perp)$ , в настоящее время не существует. Поэтому ниже, как и в работе [Beskin, Philippov, 2012], будем использовать однопараметрическую аппроксимацию

$$g(r_\perp) = \left[ 1 + \left( \frac{f_0 R_0}{r_\perp} \right)^5 \right]^{-1} \exp \left( -\frac{r_\perp^2}{R_0^2} \right). \quad (2)$$

Здесь  $R_0(r) = (\Omega r/c)^{1/2} r$  есть зависящее от радиус-вектора  $r$  расстояние от магнитной оси до последней открытой силовой линии, которое и определяет угловой растрор диаграммы направленности в модели полого конуса. При этом экспоненциальный фактор как раз и приводит к резкому падению интенсивности радиоизлучения при  $r_\perp > R_0$ .

Параметр же  $f_0$  ( $0 < f_0 < 1$ ) задаёт внутренний радиус полости  $f_0 R_0$  диаграммы направленности. В частности, при  $f_0 = 0$  полость будет отсутствовать. Таким образом, функция  $g(r_\perp)$  будет определять интенсивность излучения с данного уровня генерации  $R_m$ .

Далее, поскольку излучение на данной частоте может генерироваться в широкой области высот  $r$ , то ниже для параметризации будет использован дополнительный фактор

$$h(r) = \exp \left[ -A \frac{(r - R_m)^2}{R_m^2} \right]. \quad (3)$$

Параметры  $R_m$  и  $A$  будут вторым и третьим параметром нашей задачи, позволяющим учесть вклад различных высот. В частности, при  $A \gg 1$  излучение будет генерироваться лишь в узкой области высот  $r \approx R_m$ .

Наконец, четвертым ключевым параметром является ширина раствора диаграммы направленности для каждого элементарного излучателя относительно направления магнитного поля  $\theta_0$ . Определим этот угол как  $\theta_0 = 1/\gamma$ , где  $\gamma$  — характерный лоренц-фактор истекающей плазмы. Иными словами, мы будем считать, что интенсивность излучения будет пропорциональна

$$d(\theta) = \exp(-\gamma^2\theta^2), \quad (4)$$

где  $\theta$  — угол между магнитным полем и направлением распространения луча. В результате, относительный вклад элемента  $dI$  вдоль луча в суммарную интенсивность в точке  $r, r_\perp$  (и для луча, распространяющегося под углом  $\theta$  к магнитному полю) будет пропорционален  $g(r_\perp)h(r)d(\theta)$ .

## 2. ПОСТРОЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ В КАРТИННОЙ ПЛОСКОСТИ

Теперь нашей задачей будет определение интенсивности излучения как X-, так и O-моды в картинной плоскости, т.е. на удалённом «экране». Эта задача сводится к подсчёту интегральной интенсивности вдоль траекторий лучей, проходящих через экран в точке с координатами  $a_1, a_2$  вдоль базисных векторов  $\hat{\mathbf{p}}_1$  и  $\hat{\mathbf{p}}_2$ , перпендикулярных фиксированному направлению на наблюдателя  $\hat{\mathbf{o}}$  (рис. 1). В этом случае любая точка на картинной плоскости представляется как

$$\mathbf{r}(a_1, a_2) = R_{\max}\hat{\mathbf{o}} + a_1\hat{\mathbf{p}}_1 + a_2\hat{\mathbf{p}}_2, \quad (5)$$

где  $R_{\max}$  — расстояние от экрана до центра звезды (в расчётах будем полагать  $R_{\max} = 1000R$ ). Тогда интенсивность излучения в точке с координатами  $(a_1, a_2)$  можно определить, выполняя интегрирование назад вдоль траектории луча:

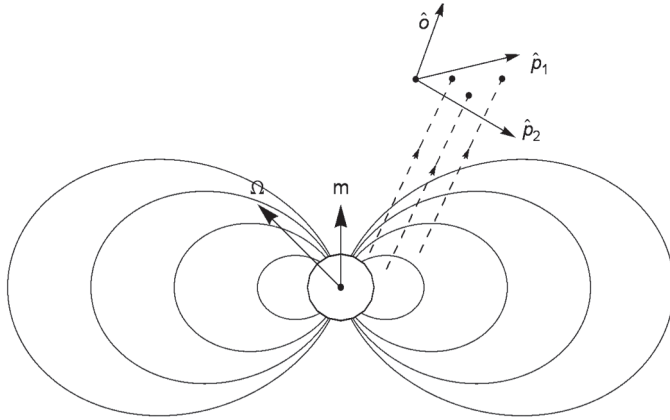
$$I(a_1, a_2) = \int_{\mathbf{r}(t)}^{R_{\max}} g(r_\perp)h(r)d(\theta) dr \quad (6)$$

с фиксированными  $\hat{\mathbf{o}}, a_1$  и  $a_2$  на поверхности экрана. В итоге, изображение радиоимпульса в картинной плоскости для данной фазы импульса  $\phi$  можно получить, выполняя интегрирование (6) вдоль различных лучей при условии их одновременного прохождения через поверхность экрана в направлении на наблюдателя.

Понятно, что в сферических координатах, в которых ось  $z$  направлена вдоль угловой скорости  $\Omega$ , можно записать

$$\left. \begin{aligned} \hat{\mathbf{o}} &= \{\sin(\chi + \beta), 0, \cos(\chi + \beta)\}, \\ \hat{\mathbf{p}}_1 &= \{\cos(\chi + \beta), 0, -\sin(\chi + \beta)\}, \\ \hat{\mathbf{p}}_2 &= \{0, 1, 0\}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь и далее  $\chi$  — угол наклона оси магнитного диполя  $\mathbf{m}$  к оси вращения  $\Omega$ ;  $\beta$  — минимальный угол между  $\hat{\mathbf{o}}$  и  $m$ . Также для удобства введём безразмерные векторы  $\hat{\mathbf{b}} = \mathbf{B}/B$ ,  $\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}/m$  и  $\hat{\mathbf{n}} = \mathbf{r}/r$ . В итоге, зависящие от времени  $t$  векторы будут иметь вид



**Рис. 1.** Параллельные лучи, одновременно пересекающие экран (картинную плоскость) в направлении на наблюдателя

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{m}(t) &= |m| \left\{ \sin \chi \cdot \cos(\varphi + \Omega(t - t_0)), \sin \chi \cdot \sin(\varphi + \Omega(t - t_0)), \cos \varphi \right\}, \\ \mathbf{B}(t) &= -\frac{\mathbf{m}}{r^3} + \frac{3(\mathbf{m}, \hat{\mathbf{n}})\hat{\mathbf{n}}}{r^3}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Для определения интеграла (6) необходимо, естественно, также знать траекторию луча  $\mathbf{r}(t)$ . В приближении геометрической оптики получаем

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = c \\ \frac{d\mathbf{k}}{dt} &= -\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{r}} = -c \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left( \frac{k}{n} \right). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Для распространяющейся по прямой необыкновенной X-моды ( $n \equiv 1$ ) имеем просто

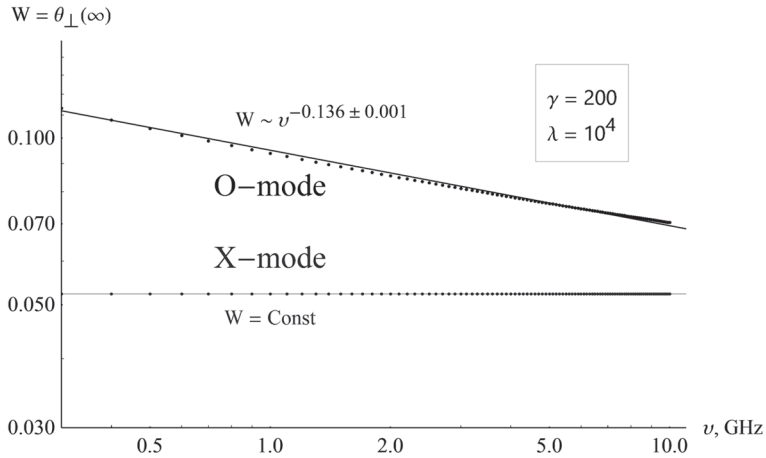
$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= c \frac{\mathbf{k}}{k}, \\ \frac{d\mathbf{k}}{dt} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

и исходя из начального условия (5) можно задать траекторию следующим образом

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{r}(t) &= (R_{\max} - ct)\hat{\mathbf{o}} + a_1\hat{\mathbf{p}}_1 + a_2\hat{\mathbf{p}}_2, \\ \mathbf{k} &= \hat{\mathbf{o}} = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

В случае же обыкновенной O-моды уравнения движения усложняются, поскольку коэффициент преломления  $n$  нетривиальным образом зависит от угла  $\theta$  между магнитным полем и волновым вектором волны  $\mathbf{k}$  [Beskin et al., 1993]

$$n = 1 + \frac{\theta^2}{4} - \sqrt{\frac{\theta^4}{16} + \theta_*^4}. \quad (12)$$



**Рис. 2.** Ширина диаграммы направленности  $W$  для О- и Х-моды при излучении с высоты  $R_m = 10R$  для различных частот  $\nu$

Здесь

$$\theta_*^4 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \gamma^3}, \quad (13)$$

причём плазменная частота

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}, \quad (14)$$

через концентрацию частиц

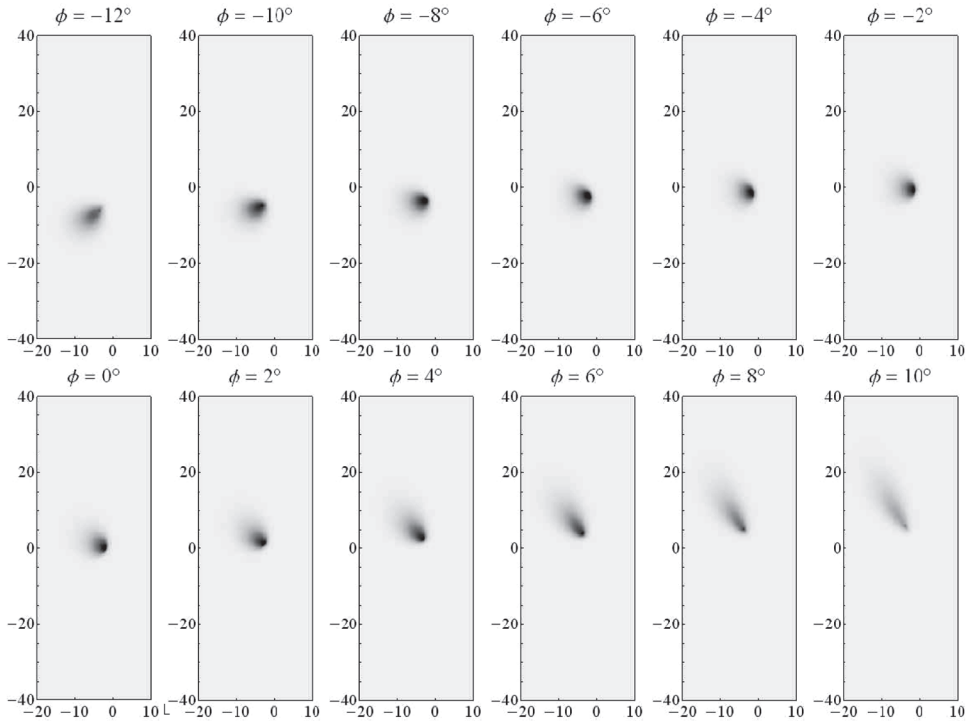
$$n_e = \frac{\lambda}{2\pi c e} g(r_{\perp})(\Omega \mathbf{B}) \quad (15)$$

будет зависеть от координаты  $r$ .

На рис. 2 в качестве теста приведено сравнение численного моделирования для зависимости ширины диаграммы направленности  $W$  от частоты  $\nu$  для случая  $g(r_{\perp})=1$ ,  $R_m = 10R$  с аналитическими предсказаниями ( $W = \text{const}$  для Х-моды и  $W \propto \nu^{-0.14}$  для О-моды), представленными в работе [Beskin et al., 1993]. Как мы видим, здесь имеется полное согласие.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3 в качестве примера показано движение изображения в картинной плоскости для О-моды от  $\phi = 12^\circ$  до  $\phi = 10^\circ$  для случая  $\gamma = 100$ . Линейные размеры представлены в радиусах звезды  $R$ . Здесь и везде далее полагается  $\beta = 5^\circ$ ,  $\lambda = 10^4$ ,  $\omega = 100$  МГц,  $f_0 = 0,5$  и  $P = 1$  с. Видно, что для фазы импульса  $\phi \approx 0^\circ$  излучение немного подавляется за счёт наличия полости  $f_0$ , однако подавление не сильное, так как прохождение не центральное, и  $\beta \neq 0$ . С другой стороны, хорошо видно, что на краях среднего профиля изображение сильно вытягивается.



**Рис. 3.** Изображение радиоимпульса в картинной плоскости при  $A = 0,1$ ,  $R_m = 100$ ,  $\chi = 45^\circ$  и  $\gamma = 100$ . Размеры показаны в радиусах нейтронной звезды  $R$

Это свойство легко может быть объяснено. Действительно, рассмотрим случай, когда магнитная ось перпендикулярна оси вращения ( $\chi = 90^\circ$ ), а наблюдатель находится в экваториальной плоскости ( $\beta = 0^\circ$ ). Поскольку излучение происходит вдоль магнитных силовых линий, то оно может быть принято лишь от тех точек, которые также лежат в экваториальной плоскости. Все же остальные силовые линии будут отклоняться либо к северу, либо к югу от плоскости экватора, и поэтому излучение от этих точек не может быть зарегистрировано. Следовательно, в предельном случае  $\theta = 1/\gamma \rightarrow 0$ , изображение в картинной плоскости должно представлять собой лежащую в экваториальной плоскости линию, длина которой будет зависеть от уровня генерации  $R^m$ . Очевидно, что при увеличении  $\gamma$  эффект вытягивания будет также увеличиваться.

Ниже для удобного анализа результатов приводим графики наиболее важных параметров, получающихся из наших вычислений. В первую очередь, речь идёт о среднем профиле — зависимости интегральной светимости  $I$  от фазы  $\phi$ . Ещё одной важной характеристикой является зависимость линейного размера изображения в картинной плоскости от фазы  $\phi$ . Также приводим траекторию движения пика интенсивности в координатах  $a_1$  и  $a_2$ . Стандартными параметрами будут являться, если специально не уточнено, значения  $A = 0,1$ ,  $\chi = 45^\circ$ ,  $\gamma = 50$ ,  $R_m = 50$ .

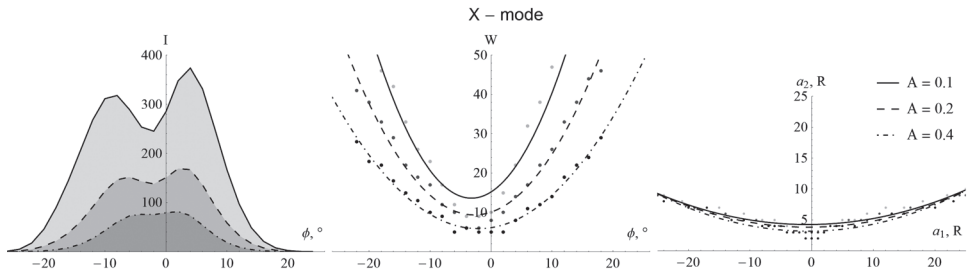


Рис. 4. Средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах  $A$  (X-мода)

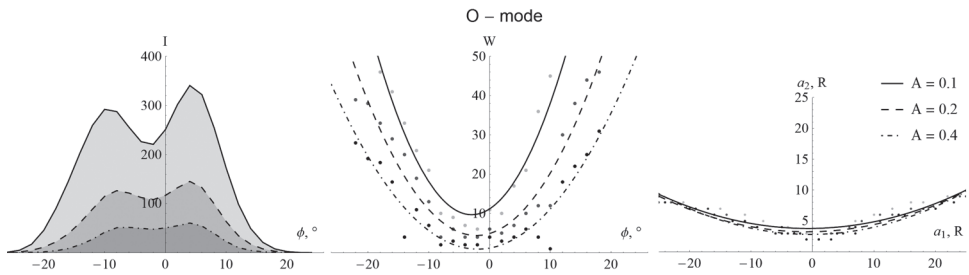


Рис. 5. Средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах  $A$  (O-мода)

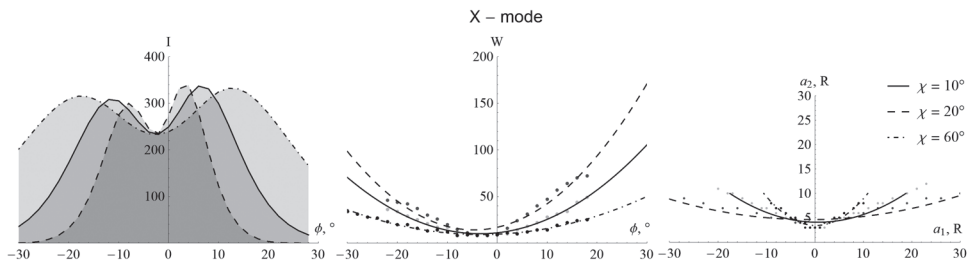


Рис. 6. Средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных углах наклона осей  $\chi$  (X-мода)

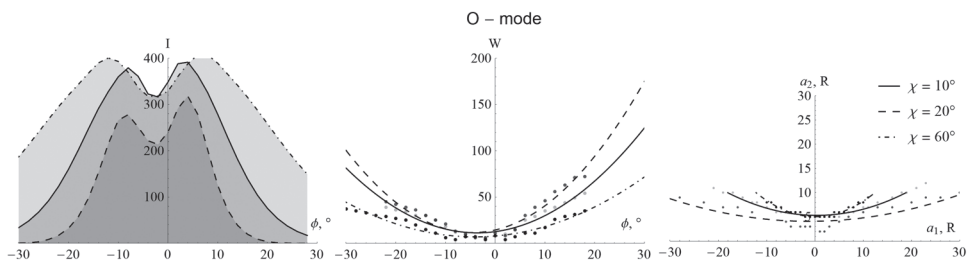


Рис. 7. Средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных углах наклона осей  $\chi$  (O-мода)



На рис. 4 и 5 показаны средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах  $A$  (для O- и X-мод). Параметр  $A$  влияет на ширину гауссианы (3), которым представляется функция интенсивности излучения  $h(r)$  от высоты  $r$ . Чем больше этот параметр, тем более вырождена эта функция, и излучение идёт из узкого слоя на высоте  $R_m$ . Результатом этого является, конечно же, низкая интегральная интенсивность и уменьшение ширины профиля. Также при увеличении параметра  $A$  слабеет зависимость ширины изображения от фазы  $\varphi$ , так как размер изображения тем больше, чем интенсивнее излучение на низких высотах. В то же время, как можно видеть, движение центра изображения практически не зависит от параметра  $A$ .

На рис. 6 и 7 показаны средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных углах наклона осей  $\chi$ . Как и следовало ожидать, этот геометрический фактор сильно влияет на ширину среднего профиля. В частности, при малых  $\chi$  средний профиль будет распространяться уже на значительную часть полного периода. С другой стороны, при углах  $\chi$ , близких к  $90^\circ$ , зависимость размера изображения от фазы  $\varphi$  становится сильнее, что также вполне очевидно из геометрических соображений (проекция полярной шапки меняется сильнее, чем при  $\chi = 10^\circ$ ). Наконец, от угла  $\chi$  сильно зависит траектория движения центра изображения. В частности, при малых углах траектория центра вырождается в вытянутую окружность (импульс виден в течение всего периода), а при углах, близких к  $90^\circ$ , — в прямую.

Далее, на рис. 8 и 9 показаны средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах  $\gamma$ . В графиках для профиля и ширины изображения увеличение  $\gamma$  приносит такой же эффект, как и увеличение  $A$ , т.е. увеличение  $\gamma$  ведёт к уменьшению эффективного угла, в который генерируется радиоизлучение, и общая интенсивность падает. В то же время, так же как и в случае  $A$ , движение центра изображения слабо зависит от  $\gamma$ .

Наконец, на рис. 10 и 11 показаны средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах  $R_m$ . В этом случае при больших  $R_m$  и  $A = 0,1$  излучает широкая полоса вокруг  $R_m$ , доходящая снизу до  $R$ , а сверху — до  $10R_m$ . В то время как при малых  $R_m$  излучение на больших высотах подавлено, при больших  $R_m$  пульсар излучает на гораздо большем промежутке по фазам, чем при малых. С этим и связана резкая зависимость размера изображения от высоты при  $R_m \approx 100R$ . При этом вновь движение центра мало зависит от параметра  $R_m$ .

Таким образом, как было показано, даже для достаточно больших высот генерации  $R_m = 100R$  — размер изображения радиоимпульса пульсара не превышает нескольких радиусов нейтронной звезды, т.е. оказывается порядка  $10^7$  см. Неудивительно поэтому, что до последнего времени разрешить это изображение не представлялось возможным. Впрочем, согласно последним данным по межзвёздным мерцаниям, наш основной вывод о том, что размер изображения в центре импульса должен быть заметно меньше, чем на его краях, находит своё подтверждение (Gwinn C. R., частное сообщение). Наконец, недавно появилось сообщение и о прямом измерении скорости движения изображения по картинной плоскости, которая, согласно [Pen et al., 2014], составляет порядка 1000 км/с. Как легко проверить, именно с такой скоростью и перемещается изображение на рис. 3.

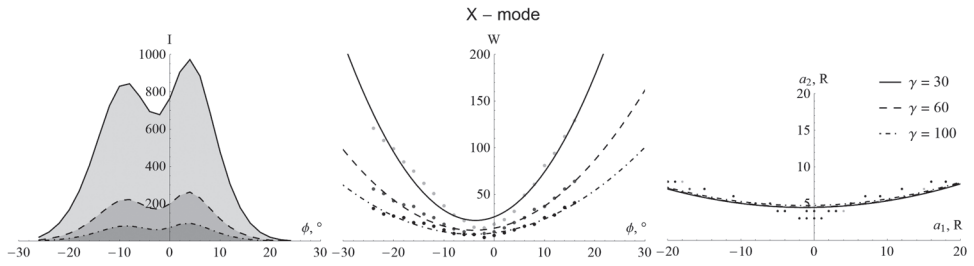


Рис. 8. Средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах  $\gamma$  (X-мода)

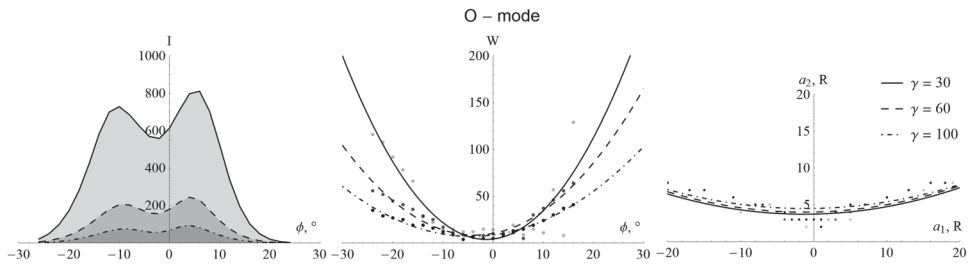


Рис. 9. Средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах  $\gamma$  (O-мода)

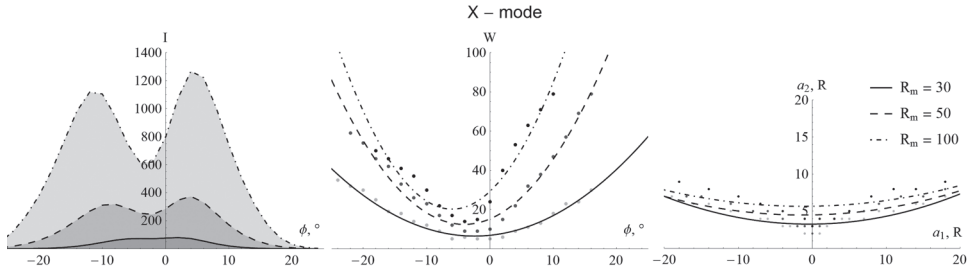


Рис. 10. Средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах  $R_m$  (X-мода)

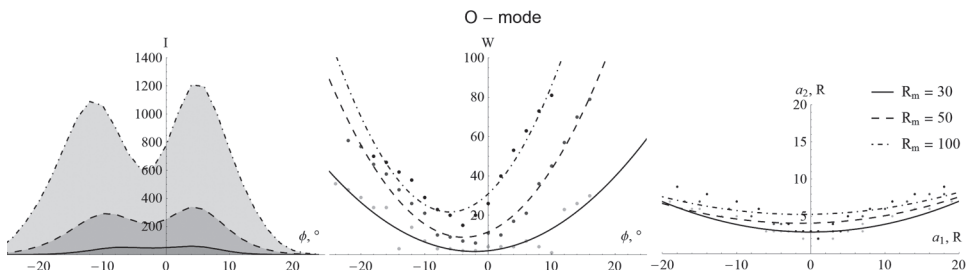


Рис. 11. Средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах  $R_m$  (O-мода)

Авторы благодарят Я. Н. Истомина, Ю. Ю. Ковалева, М. В. Попова и К. Гвинна за полезное обсуждение.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Берестецкий и др., 2002] *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Путаевский Л. П.* Квантовая электродинамика. 4-е изд. М.: Физматлит, 2002.
- [Кардашев, 2009] *Кардашев Н. С.* «Радиоастрон» — радиотелескоп много больше Земли. Научная программа // *Успехи физ. наук (УФН)*. 2009. Т. 179. № 11. С. 1191.
- [Манчестер, Тейлор, 1980] *Манчестер Р., Тейлор Дж.* Пульсары / Пер. с англ.; Под ред. А. Д. Кузьмина. М.: Мир, 1977. 294 с. (*Manchester R. N., Taylor J. M. Pulsars*. San Francisco: W. H. Freeman, 1977)
- [Смирнова и др., 1998] *Смирнова Т. В., Шишов В. И., Стинебринг Д.* Рефракционные межзвёздные мерцания пульсаров // *Астроном. журн.* 1998. Т. 75. С. 866–879.
- [Смит, 1979] *Смит Ф. Г.* Пульсары. М.: Мир, 1979. 272 с.
- [Beskin et al., 1993] *Beskin V. S., Gurevich A. V., Istomin Ya. N.* Physics of the Pulsar Magnetosphere. Cambridge University Press, 1993.
- [Beskin, Philippov, 2012] *Beskin V. S., Philippov A. A.* On the mean profiles of radio pulsars. I. Theory of the propagation effects // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2012. V. 425. P. 814–840.
- [Gwinn et al., 1993] *Gwinn C. R., Bartel N., Cordes J. M.* Angular broadening of pulsars and the distribution of interstellar plasma fluctuations // *Astrophysical J. (ApJ)*. 1993. V. 410. P. 673–685.
- [Hankins, Rankin, 2010] *Hankins T. H., Rankin J.* Arecibo Multi-Frequency Time-Aligned Pulsar Average-Profile and Polarization Database // *Astronomical J. (AJ)*. 2010. V. 139. P. 168–175.
- [Maciesiak et al., 2012] *Maciesiak K., Gil J., Melikidze G.* On the pulse-width statistics in radio pulsars. III. Importance of the conal profile components // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2012. V. 424. P. 1762–1763.
- [Pen et al., 2014] *Pen Ue-Li, Macquart J. P., Deller A., Brisken W.* 50 pico arcsecond astrometry of pulsar emission // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2014. URL: <http://arxiv.org/abs/1301.7505>.
- [Petrova, Lyubarskii, 2000] *Petrova S. A., Lyubarskii Y. E.* Propagation effects in pulsar magnetospheres // *Astronomy and Astrophysics (A&A)*. 2000. V. 355. P. 1168–1180.
- [Radhakrishnan, Cooke, 1969] *Radhakrishnan V., Cooke D. J.* Magnetic Poles and the Polarization Structure of Pulsar Radiation // *Astrophysical Letters*. 1969. V. 3. P. 225.
- [Rankin, 1983] *Rankin J. M.* Toward an empirical theory of pulsar emission. I. Morphological taxonomy // *Astrophysical J. (ApJ)*. 1983. V. 274. P. 333–368.
- [Ruderman, Sutherland, 1975] *Ruderman M. A., Sutherland P. G.* Theory of pulsars — Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation // *Astrophysical J. (ApJ)*. 1975. V. 196. P. 51–72.
- [Smirnova et al., 1996] *Smirnova T. V., Shishov V. I., Malofeev V. M.* Angular broadening of pulsars and the distribution of interstellar plasma fluctuations // *Astrophysical J. (ApJ)*. 1996. V. 462. P. 289.
- [Sturrock, 1971] *Sturrock P. A.* A Model of pulsars // *Astronomical J. (AJ)*. 1971. V. 164. P. 529–557. doi: 10.1086/150865.
- [Wang et al., 2010] *Wang C., Lai D., Han J.* Polarization changes of pulsars due to wave propagation through magnetospheres // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2010. V. 403-2. P. 569–588.
- [Weltevrede, Johnston, 2008] *Weltevrede P., Johnston S.* Profile and polarization characteristics of energetic pulsars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2008. V. 391. P. 1210–1226.

## ON DETERMINATION OF THE PULSAR IMAGE IN THE PICTURE PLANE

*H. L. Hakobyan*<sup>1</sup>, *Beskin V. S.*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Moscow Institute of Physics and Technology and Tsinghua University (MIPT)

<sup>2</sup> Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences (LPI RAS)

The determination of size of the radio pulsar in the picture plane is an important problem not only because of the possibility of direct angular resolution, but moreover for the examination and constraints of the existing radio emission theories. Assuming that the intensity of the emission is proportional to the number density of secondary plasma, we have directly calculated the form and the size of radio pulse in the picture plane for the simple case of dipole magnetic field both for the extraordinary (X) and the ordinary (O) modes. We have also obtained the images for different model parameters, namely, for different heights and the inclination angle. We find that in all cases the width of the image is several times larger on the edges of the pulse than on the middle. For radiation height  $r_{rad} = 10R$  the image width is approx.  $10^7$  cm, its velocity in the picture plane being approx. 1000 km/h, in full agreement with recent observations.

*Keywords:* radiopulsars, directional pattern.

---

**Hakobyan** Hayk Levonovich — student, hayk.hakopyan@gmail.com

**Beskin** Vasily Semenovich — leading scientific researcher LPI RAS, head of laboratory MIPT, professor MIPT, beskin@lpi.ru

## **ВЫБОР АДСОРБЦИОННЫХ ЛОВУШЕК ДЛЯ ГАЗОХРОМАТОГРАФИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ЛЕТУЧИХ ВЕЩЕСТВ IN SITU В МИССИЯХ ЛУНА-РЕСУРС (2020) И EXOMARS (2018)**

**С. А. Асеев, М. В. Герасимов, М. А. Зайцев, А. Г. Сапгир**

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Работа посвящена исследованию зависимости характерного времени удержания постоянных газов CO<sub>2</sub>, CO, O<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>, Ar на адсорбентах Carbosieve SIII, PoraPak Q и Molsieve 5A от температуры охлаждения адсорбционных накопителей. По результатам проведённых измерений была разработана и проверена лабораторная установка для исследования свойств новых адсорбентов, которые могут использоваться в этих накопителях.

*Ключевые слова:* газовый хроматограф, адсорбционные накопители, Carbosieve SIII, Molsieve 5A.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Газовая хроматография в сочетании с масс-спектрометрией — один из главных методов в исследовании планет Солнечной системы при проведении химического анализа летучих компонент грунта и атмосферы, поиска органических соединений. Газохроматографический комплекс, разрабатываемый в Институте космических исследований (ИКИ РАН), нацелен на определение состава летучих веществ в грунте полярных областей Луны на посадочном аппарате «Луна-Ресурс» (2020) и на Марсе — на посадочной платформе в миссии EXOMARS (2018).

Использование адсорбционных накопителей (АН) является отличительной особенностью газового хроматографа ГХ-Л. Путём искусственного охлаждения АН на адсорбенте происходит концентрирование компонентов исследуемой парогазовой смеси. При правильно подобранном температурном режиме можно обеспечить удерживание интересующих веществ в АН в течение времени, необходимого для отбора проб. При импульсном нагреве АН происходит десорбция исследуемых веществ и их перенос потоком газа-носителя в хроматографические колонки для дальнейшего анализа. Главным параметром удержания исследуемой пробы в адсорбционном накопителе является температура охлаждения адсорбента, и чем она ниже, тем более длительное время удержания можно получить. Различают физическую и химическую адсорбцию в зависимости от типа образующихся связей между адсорбентом и адсорбатом. В качестве основного адсорбента в данной работе рассматриваются вещества Carbosieve SIII, PoraPak Q и Molsieve 5A. В нашем случае используется механизм физической адсорбции.

---

**Асеев** Сергей Алексеевич — младший научный сотрудник, Ser.aseev@iki.rssi.ru

**Герасимов** Михаил Владимирович — заведующий лабораторией, кандидат физико-математических наук

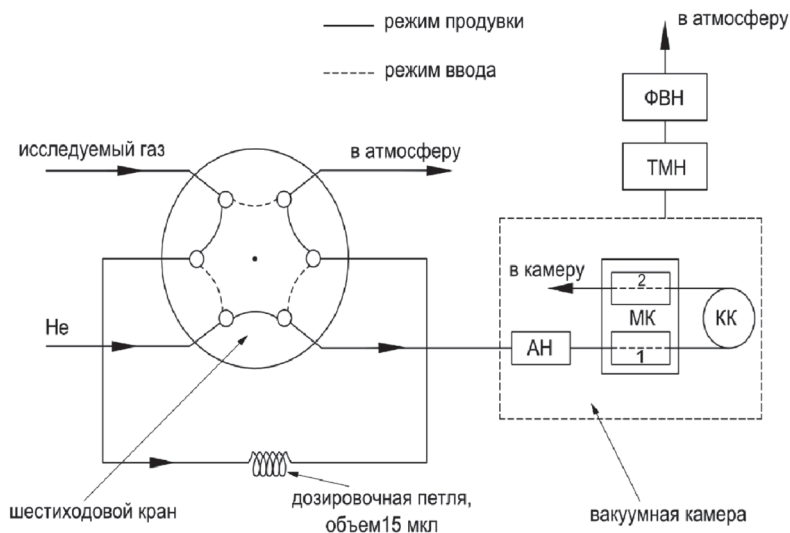
**Зайцев** Максим Андреевич — младший научный сотрудник

**Сапгир** Александр Григорьевич — ведущий программист

Во многих космических экспериментах (VIKING, VEGA 1, 2, CASSINI-HUYGENS [Sternberg et al., 1999], MSL [Mahaffy et al., 2012], ROSETTA [Goesmann et al., 2007]), газовая хроматография является главным методом анализа летучих веществ. Для покрытия всего спектра летучести, полярности, термической стабильности и химической активности предполагаемых соединений применяют комбинации хроматографических колонок с разными фазами. При этом необходимо так продумывать систему предварительного разделения веществ, чтобы они, по возможности, попадали только в те колонки, которые пригодны для их анализа. Известно, например, что вода негативно влияет на аналитические характеристики некоторых типов адсорбентов, путём «забивания» центров адсорбции, что непосредственно сказывается на разделительной способности колонки, на объёмах и временах удержания исследуемых веществ. Использование адсорбционных накопителей позволяет одновременно повысить предел обнаружения исследуемых веществ и предохранить хроматографические колонки от негативного влияния нецелевых веществ как при исследовании грунта, так и при прямых атмосферных измерениях.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для проведения эксперимента была собрана лабораторная установка (рис. 1) с основными составляющими газового хроматографа: капиллярная колонка (КК) с адсорбентом Carbobond, адсорбционные накопители с адсорбентами Carbosieve SIII, Molsieve 5A и PoraPak Q, детекторы по теплопроводности (микрокатарометры) фирмы Agilent.



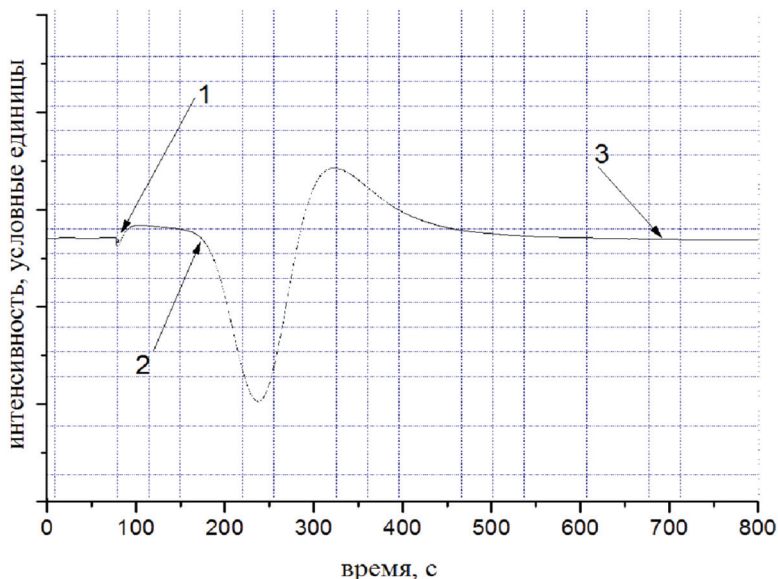
**Рис. 1.** Принципиальная схема лабораторной установки: МК — микрокатарометр (1 — входной канал, 2 — выходной канал); АН — адсорбционный накопитель; КК — капиллярная колонка; ТМН — турбомолекулярный высоковакуумный насос; ФВН — форвакуумный насос

Адсорбционные накопители снабжены системой охлаждения, позволяющей поддерживать их температуру в диапазоне от +15 до -60 °С. Встроенный нагреватель позволяет осуществлять импульсный нагрев АН до ~200 °С за несколько секунд. Во время импульсного нагрева АН происходит десорбция исследуемых веществ и их перенос потоком газа-носителя в хроматографические колонки для дальнейшего анализа.

Капиллярная колонка Carbobond (PLOT) рассчитана на анализ постоянных газов и лёгких углеводородов ( $C_1 - C_2$ ), а используемые в качестве детекторов микрокатарометры имеют чувствительность по большинству анализируемых компонентов на уровне  $\sim 10^{-4} \%$  ( $\sim 1$  ppm).

При работе вся система монтировалась на термостабилизируемой алюминиевой платформе в вакуумной камере, разрежение в которой создавалось с помощью турбомолекулярного высоковакуумного насоса и форвакуумного насоса Рутса. Остаточное давление, измеряемое с помощью ионизационных манометров, составляло около  $10^{-3}$  ПА. Ввод пробы в хроматографическую систему осуществлялся вручную при помощи шестиходового крана, снабжённого капиллярной дозировочной петлёй объёмом 15 мкл (также использовались петли объёмом 5, 50 и 100 мкл). Устройство дозирования находилось снаружи вакуумной камеры.

Последовательность операций при анализе газовых смесей всегда была одинаковой и состояла из следующих шагов. Через систему пропусклся поток газа-носителя (гелий высокой чистоты — 99,99995 %), в это же время адсорбционный накопитель охлаждался до заданных температур, а дозировочная петля продувалась потоком анализируемого газа в отдельном канале.



**Рис. 2.** Измерение времени удержания исследуемого вещества на адсорбционном накопителе: 1 — момент ввода пробы в систему; 2 — начало регистрации вещества и конец времени его удержания в АН; 3 — окончание выхода исследуемого вещества из МК и конец эксперимента



По достижении заданной температуры АН, газ-носитель перенаправляется в дозирующую петлю поворотом шестиходового крана. Исследуемые компоненты пробы увлекались газом-носителем и перемещались по системе соединительных газовых капилляров в охлаждаемый адсорбционный накопитель.

Одним из главных определяемых параметров в эксперименте является так называемое время удержания исследуемого вещества. В силу десорбционных процессов в АН исследуемый газ движется вдоль поверхности адсорбента медленнее, чем поток газа-носителя. Если время движения исследуемого газа больше времени эксперимента, то можно говорить об удержании вещества в АН. В случае если время удержания меньше времени эксперимента, компонент пробы начнёт выходить из АН и будет наблюдаться отклонение сигнала микрокатарометра от базовой линии. На рис. 2 представлена характерная хроматограмма, наблюдаемая при данном процессе. Под временем удержания понимается отрезок прямой 1–2, а под временем эксперимента — отрезок 1–3.

Чтобы проверить, все ли исследуемые газы вышли из АН, проводится импульсный нагрев АН. Во время него в АН происходит десорбция исследуемых веществ и их перенос потоком газа-носителя в хроматографические колонки для разделения и дальнейшего анализа.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На примере результатов, полученных на адсорбенте Carbosieve SIII для газов  $\text{CO}_2$  и  $\text{CH}_4$  (рис. 3а), видна характерная зависимость времени удержания  $t$  исследуемого вещества от температуры  $T$  охлаждения адсорбента, выраженная теоретической формулой  $t = A \cdot \exp(-E/RT)$ , где  $A$  — поправочный коэффициент, связанный с геометрией ловушки;  $E$  — энергия адсорбции;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Очевидно, что в случае построения графика в логарифмическом масштабе должна наблюдаться линейная зависимость между перечисленными выше параметрами. Такая зависимость в конце серии измерений — один из показателей, по которым оценивается достоверность получаемых результатов. При этом, согласно значениям времени удержания для газов  $\text{CO}_2$  и  $\text{CH}_4$  (рис. 3б), охлаждение адсорбционного накопителя на основе Carbosieve SIII до температур порядка  $-10^\circ\text{C}$  позволит ещё до стадии анализа смеси на хроматографических колонках разделить такие газы как  $\text{CO}_2$  и  $\text{CH}_4$ . Особенно это важно, если углекислый газ присутствует в анализируемом веществе в избытке, так как на его фоне могут быть потеряны другие хроматографические пики.

Аналогичные результаты получены на адсорбенте Molsieve 5А для газов  $\text{CO}$  и  $\text{N}_2$  (рис. 4). Так, угарный газ  $\text{CO}$  имеет время удержания порядка 450 с уже при температуре адсорбента, равной  $-15^\circ\text{C}$ . Для азота ( $\text{N}_2$ ) при температуре  $-40^\circ\text{C}$  время удержания составляет не более 120 с, что на фоне длительности всего эксперимента (15 мин) фактически не позволяет говорить об удержании азота в АН. Данный результат имеет большое значение также в силу того, что  $\text{CO}$  и  $\text{N}_2$  имеют одинаковую молекулярную массу (28 Дальтон), что крайне затрудняет их идентификацию в масс-спектрометре. Комбинация газового хроматографа, обладающего такими адсорбционными накопителями, и масс-спектрометра позволяет последнему измерять эти газы отдельно и получать более точные и полные результаты по определению химического состава как атмосфер, так и грунта космических объектов.



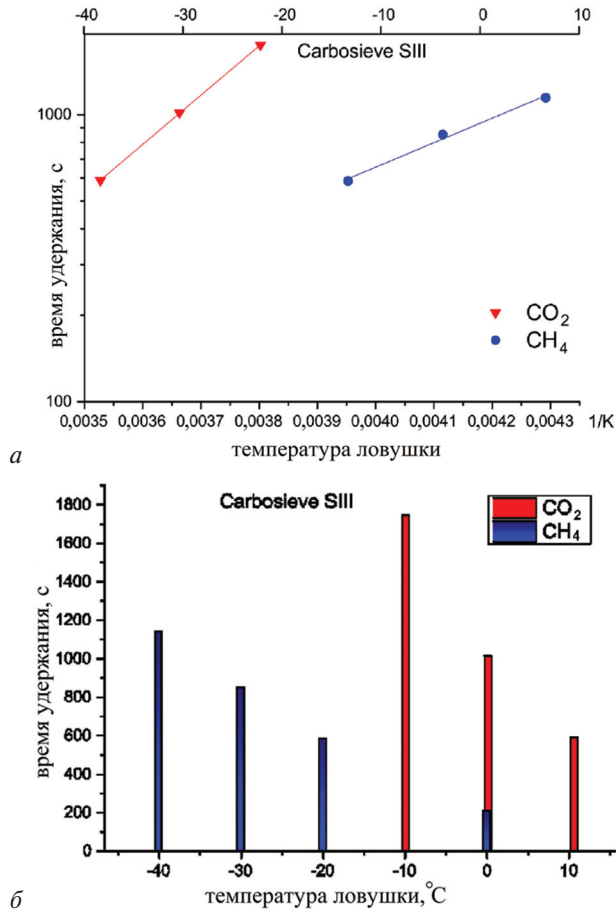


Рис. 3. Зависимость времени удержания для газов CO<sub>2</sub> и CH<sub>4</sub> от температуры охлаждения адсорбционного накопителя с адсорбентом Carbosieve SIII

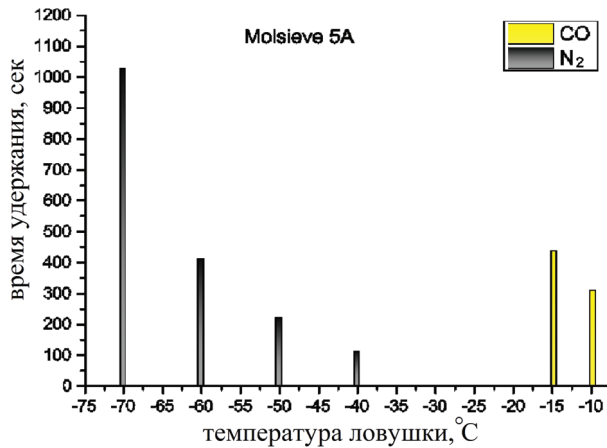


Рис. 4. Зависимость времени удержания для газов CO и N<sub>2</sub> от температуры охлаждения адсорбционного накопителя с адсорбентом Molsieve 5A

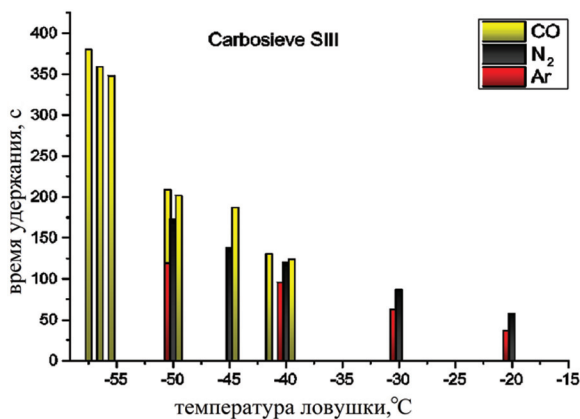


Рис. 5. Зависимость времени удержания для газов CO, Ar и N<sub>2</sub> от температуры охлаждения адсорбционного накопителя с адсорбентом Carbosieve SIII

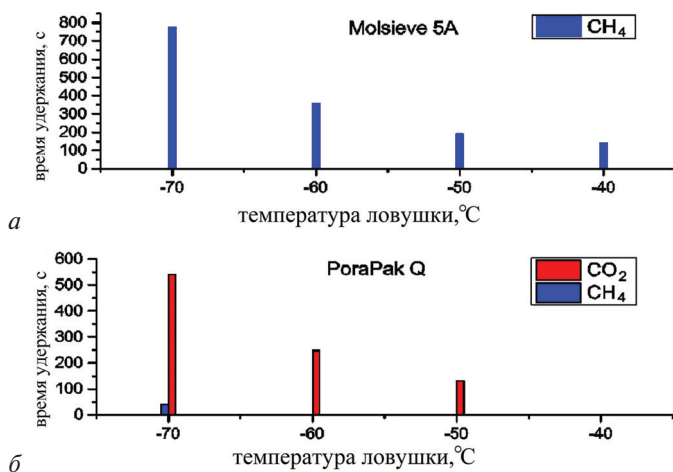


Рис. 6. Зависимость времени удержания газов CO<sub>2</sub> и CH<sub>4</sub> для адсорбента на основе Molsieve 5A и PoraPakQ от температур охлаждения АН

На рис. 5, 6 приведено время удержания для следующих газов: CO, N<sub>2</sub>, Ar, CH<sub>4</sub> и CO<sub>2</sub>. Хорошо видно, что одни и те же газы могут вести себя совершенно различным способом в зависимости от адсорбента, через который они пропускаются, и его температуры. На рис. 6б показано время удержания на адсорбенте PoraPak Q для газов CO<sub>2</sub> и CH<sub>4</sub>, так как хорошо видно различие в поведении этих газов на трёх видах адсорбентов, которые упоминаются в данной работе.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведённых измерений стало очевидным, что применение АН на основе Carbosieve SIII, Molsieve 5A и PoraPak Q позволяет ещё до стадии анализа исследуемых веществ на хроматографических колонках разделить некоторые

из них. Так,  $\text{CO}_2$  и  $\text{CH}_4$  хорошо разделяются на адсорбенте Carbosieve SIII при температуре охлаждения АН до  $-10^\circ\text{C}$ ;  $\text{CO}$  и  $\text{N}_2$  — на адсорбенте Molsieve 5A при  $-20^\circ\text{C}$ . Данное свойство адсорбционных накопителей позволяет отдельно измерять  $\text{CO}$  и  $\text{N}_2$  на масс-спектрометре, а также уменьшает вероятность попадания в КК веществ, для анализа которых они не предназначены.

С учётом ограничений, которые накладывают космические миссии на приборы (величина потребляемой мощности, достижимые температуры охлаждения и т. п.) можно утверждать, что невозможно обойтись одним адсорбентом для всего спектра анализируемых веществ. Основываясь на теоретической формуле  $t = A \cdot \exp(-E/RT)$ , можно строить кривые зависимости времени удержания исследуемых веществ от температуры охлаждения АН и, зная предел достижимых температур на борту космического аппарата, предсказывать, какие адсорбенты будут необходимы для анализа грунта или атмосферы космических объектов.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Sternberg et al., 1999] Sternberg R., Szopa C., Coscia D., Zubrzycki S., Raulin F., Vidal-Madjar C., Niemann H., Israel G. Gas chromatography in space exploration: capillary and micropacked columns for in situ analysis of Titan's atmosphere // J. Chromatography A. 1999. V. 846. P. 307–315.
- [Mahaffy et al., 2012] Mahaffy P. R., Webster Ch. R., Cabane M. et al. The Sample Analysis at Mars Investigation and Instrument Suite // Space Science Reviews. 2012. V. 170. P. 401–478.
- [Goesmann et al., 2007] Goesmann F., Rosenbauer H., Roll R., Szopa C., Raulin F., Sternberg R., Israel G., Meierhenrich U., Thiemann W., Munoz-Caro G. Cosac, the Cometary Sampling and Composition Experiment on Philae // Space Science Reviews. 2007. V. 128. P. 257–280.

## SELECTION OF ADSORPTION TRAPS FOR IN SITU GAS CHROMATOGRAPHIC ANALYSIS OF VOLATILES IN SITU ON BOARD OF THE LUNA-RESOURCE (2020) AND EXOMARS (2018) MISSIONS

S. A. Aseev, M. V. Gerasimov, M. A. Zaitcev, A. G. Sapgir

Space Research Institute Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

This paper is dedicated to investigation of the typical retention times and time's values dependence on the adsorption trap's cooling temperature for the following permanent gases:  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$  on Carbosieve SIII and Molsieve 5A adsorbents. For these purposes the new laboratory facility was developed and modified, allowing the effective study of the new adsorbent's properties. These adsorbents potentially could be used in future laboratory and flight instruments.

*Keywords:* gas chromatography, adsorption traps, Carbosieve SIII, Molsieve 5A.

Aseev Segrey Alekseevich — junior scientist, Ser.aseev@iki.rssi.ru

Gerasimov Mikhail Vladimirovich — head of laboratory, PhD

Zaitcev Maxim Andreevich — junior scientist

Sapgir Alexandr Grigorevich — leading software engineer

## ОБЗОР МЕТАНОЛЬНЫХ МАЗЕРОВ НА РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРЕ EVLA (NRAO, USA) НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 18 см: ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

О. С. Баяндина<sup>1</sup>, И. Е. Вальц<sup>1</sup>, С. Куртц<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (АКЦ ФИАН)

<sup>2</sup> Центр радиоастрономии и астрофизики Национального автономного университета Мексики

С целью проверки правильности предположения относительно общности механизма накачки метанольных мазеров I класса (ММ1) и мазеров ОН, излучающих в спутнике на частоте 1720 МГц, и их отождествления с фронтами биполярных потоков в 2013 г. были проведены наблюдения 102 ММ1 (спектральные и поляризационные) на радиоинтерферометре EVLA (Expanded Very Large Array, Сокорро, Нью-Мексико, США) в конфигурации С на частотах покоя в линиях Н1, ОН и в континууме. Данная работа была поставлена с учётом факта, что подобный обзор, выполненный авторами ранее на 70-метровом радиотелескопе в Евпатории (Украина) [Литовченко и др., 2012], дал существенные положительные результаты: совместимость излучения ММ1 и ОН(1720) втрое превосходила совместимость излучения ОН(1720) как с другими мазерами, так и с остатками сверхновых — основным источником ударных волн в межзвёздной среде, провоцирующих столкновительную накачку молекул. Представлены результаты первого этапа обработки интерферометрических данных с помощью программного пакета CASA, который разрабатывается международным консорциумом учёных на базе Национальной радиоастрономической обсерватории США (National Radio Astronomical Observatory, NRAO) для предоставления наиболее широкого круга возможностей обработки данных, полученных на радиотелескопах нового поколения, таких как ALMA и EVLA (Expanded Very Large Array, Socorro, New Mexico, USA), и который является новым современным инструментом, используемым в интерферометрии. Обсуждаются результаты статистического анализа данных наблюдений, касающиеся новых мазерных излучателей EGO (Extended Green Objects), открытых ранее в рамках космической миссии SPITZER при исследовании излучения полиароматических углеводородов в ближнем инфракрасном диапазоне и представляющих новый класс объектов межзвёздной среды [Sygnowski et al., 2008].

*Ключевые слова:* межзвёздная среда, мазеры, радиоинтерферометрия.

Метанол — одна из наиболее распространённых молекул в космосе. Метанол является промежуточным звеном в цепочке синтеза более сложных химических соединений из более простых, поэтому играет очень важную роль в астрохимии органических веществ.

Молекулы ОН были первыми мазерами, обнаруженными в космосе [Weinreb et al., 1965], мазеры метанола — последними [Barrett et al., 1971]. Изучение мазеров ОН в настоящее время сводится, в основном, к тривиальным исследованиям характера их переменности, в то время как наблюдения метанольных мазеров ставятся на современных интерферометрических системах для обнаружения их вероятной связи с протопланетными дисками.

---

Баяндина Ольга Сергеевна — аспирантка, Bayandix@yandex.ru

Вальц Ирина Евгеньевна — ведущий научный сотрудник, доктор физико-математических наук

Куртц Стэнли Юджин — профессор, доктор физико-математических наук

Сходства и различия между мазерами метанола и ОН сильно зависят от типа объектов, в которых эти мазеры формируются, и эволюционного статуса молекулярного облака.

Известно, что метанольные мазеры делятся на два класса [Menten, 1987] — эмпирически по характерным частотам, по сути, — по типу накачки. Тип накачки отражает разные физические условия, в которых эти мазеры формируются. Метанольные мазеры наблюдаются как в изолированных сгустках (I класс, столкновительная накачка) — в начале эволюции межзвёздной среды, — так и в протопланетных дисках (II класс, радиативно-столкновительная накачка) — в более развитых областях звёздообразования.

Накачка главных линий между уровнями сверхтонкой структуры  $\Lambda$ -удвоения основного электронного состояния ОН на частотах 1665 и 1667 МГц — столкновительно-радиативная, они наблюдаются в направлении областей звёздообразования. Но накачка сателлита ОН(1720), как и ММ1, — чисто столкновительная и наблюдаются они в направлении остатков сверхновых, т. е. являются маркерами ударных волн [Frail et al., 1996].

Природа ММII хорошо изучена и понятна — в основном, это протопланетные диски на краю зон НII [Bartkiewicz et al., 2009].

Природа ММ1 до сих пор остаётся загадкой. Хотя тип столкновительной накачки этих мазеров был очевиден с самого начала их исследования и связан со спецификой структуры квантовых уровней молекулы метанола, до сих пор остаётся непонятным тот факт, почему тепловое излучение метанола в межзвёздной среде встречается довольно часто, а мазерное — гораздо реже.

Было высказано предположение, что существуют факторы, провоцирующие возникновение именно мазерного излучения. К таким факторам, прежде всего, было отнесено возможное влияние биполярных потоков — это крупномасштабное явление истечения вещества, сопровождающее процессы возникновения и эволюции звёзд. Предполагается, что биполярные потоки, фронт которых обтекает и огибает конденсацию, могут увеличивать плотность вещества в ней, тем самым ускоряя и усиливая процесс испарения молекул метанола с поверхности межзвёздных пылинок [Bachiller et al., 1995].

Однако наши статистические оценки показывают, что лишь 22 % ММ1 ассоциируются с биполярными потоками, выявленными традиционным способом по наличию широких крыльев в линии СО [Вальц, Ларионов, 2007].

Проведённое исследование ассоциаций ММ1 из последней версии нашего каталога [Баяндина и др., 2012] с объектами EGO (Extended Green Objects) показало, что это — новый класс объектов, протяжённых на длине волны 4,5 мкм, обнаруженных в рамках работы космической обсерватории Spitzer (<http://www.spitzer.caltech.edu/>), которые, по мнению авторов этого проекта, с большой вероятностью отслеживают биполярные потоки в ближнем ИК-диапазоне [Cuganowski et al., 2008], а в них — с большой степенью надёжности — обнаруживается излучение ММ1 [Cuganowski et al., 2009].

Согласно нашим статистическим исследованиям, 42 % ММ1 ассоциируются с EGO [Баяндина и др., 2012].

Поскольку предполагается, что мазерное излучение ОН(1720) и ММ1 обусловлено столкновительной накачкой, ставится вопрос, может ли излучение ОН(1720) быть обнаружено в направлении ММ1 — в маркерах ударных волн от биполярных потоков — в частности, от объектов EGO [Литовченко и др.,

2012]. Для того чтобы ответить на этот вопрос, нами проведены наблюдения на одиночном телескопе в направлении 111 ММІ на частоте 1720 МГц, в предположении, что если столкновительная накачка обеспечивает этот тип излучения, физические условия в конденсациях ММІ и ОН(1720) должны быть сходными, и в направлении ММІ (в частности, EGO) должно наблюдаться статистически значимое количество мазеров ОН(1720). Наблюдения проводились в период с 15 по 29 июня 2010 г. на радиотелескопе РТ-70 (Евпатория, Центр дальней космической связи, Национальная академия наук Украины) на частоте покоя перехода ОН 1720 МГц в направлении ММІ [Литовченко и др., 2012].

По результатам нашего исследования, мазерное излучение ОН(1720) было обнаружено в направлении 72 % ММІ, ассоциирующихся с объектами EGO [Литовченко и др., 2012].

Для того чтобы сузить область пространственного отождествления мазеров ОН(1720) и ММІ, статистически значимая ассоциация которых была обнаружена в рамках наблюдений на РТ-70 в Евпатории, была подана заявка на наблюдения в научный комитет Национальной радиоастрономической обсерватории США (National Radio Astronomical Observatory, NRAO).

Заявка была одобрена и принята к исполнению, в 2013 г. были выполнены наблюдения на радиоинтерферометре EVLA (спектральные и поляризационные) для 102 областей звёздообразования (19 EGO) в конфигурации C (полоса частот L — 1000...2000 МГц) на частотах покоя в линиях НІ (1420,4 МГц), ОН (1612,231; 1665,402; 1667,359; 1720,53 МГц) и в континууме.

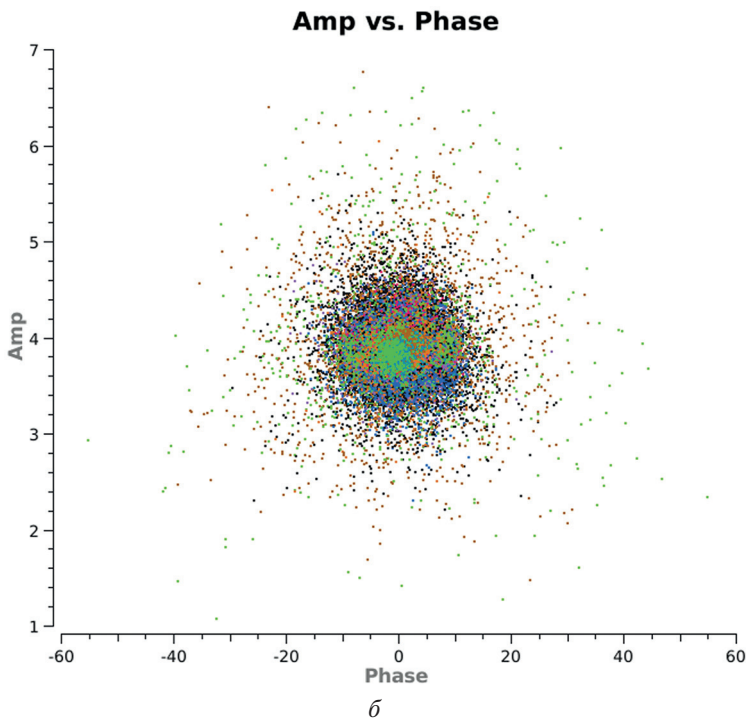
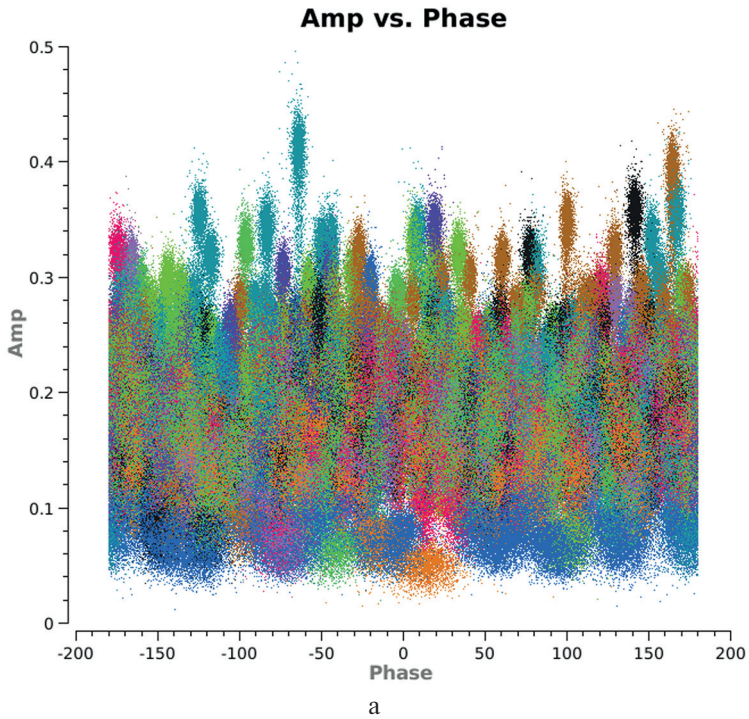
Решётка EVLA относится к классу двумерных в форме Y, которые формируют мгновенное изображение (snap-shot) и не требуют синтеза изображения вследствие вращения Земли для полного заполнения UV-плоскости. С использованием вращения Земли форма этой решётки обеспечивает близкое к максимально возможному заполнение UV-плоскости примерно за четыре часа [Полушкин и др., 2009].

Обработка полученных данных выполняется в программном пакете CASA (Common Astronomy Software Applications: <http://casa.nrao.edu/>), созданном для предоставления наиболее широкого круга возможностей работы с данными, полученными на радиотелескопах нового поколения, таких как ALMA и EVLA.

Первичная обработка данных выполнялась в несколько этапов:

- поиск и маркировка «плохих» данных (основная работа по «предварительной обработке калибраторов» заключается в инспектировании данных для амплитудного и фазового калибраторов с целью маркировки испорченных помехами данных, которые сильно отличаются от остального массива данных и должны быть помечены до применения калибровки к источнику);
- предварительная калибровка (корректировка кривых усиления и непрозрачности атмосферы, настройка модели для калибратора потока);
- основные этапы калибровки (калибровка усиления антенн и корректировка задержек в записи сигнала на каждой антенне интерферометра, калибровка полосы пропускания, определение потока фазового калибратора);
- применение калибровки.





**Рис. 1.** Данные по фазовому калибратору J0014+6117: до (а) и после (б) обработки. По оси абсцисс отложены значения фаз, по оси ординат — амплитуд

Цель первичной обработки — добиться соблюдения основного правила для калибраторов: точечный источник в центре поля должен иметь нулевую фазу и постоянную амплитуду, независимо от исследуемой базы между антеннами, частотами и от поляризации (рис. 1).

Вручную было выполнено около 3000 операций по подбору параметров для калибраторов и получено 216 калибровочных решений.

По современным представлениям, если линия формируется в газопылевой конденсации под воздействием излучения некоторого центрального источника, например, протозвезды, её профиль имеет хорошо выраженную форму, чёткость которого увеличивается с увеличением пространственного разрешения телескопа.

Если же спектральная линия формируется под воздействием слабой ударной волны с широким фронтом, её профиль размазывается в большом диапазоне скоростей относительно центральной скорости газопылевой конденсации, в которой при прохождении участков фронта волны в разных частях возникают плотные фрагменты. Общий профиль линий от такой конденсации имеет размытый характер.

Все спектры ММ1/ОН(1720), полученные в Евпатории на радиотелескопе РТ-70 в направлении EGO, носят смешанный характер, в соответствии с тем, что ударная волна формирует новые плотные фрагменты, разбросанные в пространстве: в них наблюдаются разнообразные детали линии, которые в ряде случаев выглядят размытыми и существенно несимметричными.

На EVLA излучение в линии ОН на частоте 1720 МГц в источниках EGO не наблюдается. Это может означать, что излучающие фрагменты «разрешаются», т.е. их размеры больше диаграммы телескопа (диаграмма телескопа РТ-70 — 9", синтезированная диаграмма EVLA в наших наблюдениях — 15"). Результаты расчётов верхних пределов на размеры источников, формирующих под воздействием ударных волн, приведены в таблице. Расчёты проводились только для источников, расстояния до которых известны из литературы и приведены в каталоге [Баяндина и др., 2012].

Результаты расчётов верхних пределов на размеры источников

Объекты EGO	ОН		Расстояние до источника [кпк]	Размер источника [пк]
	1665 МГц	1720 МГц		
G19.36-0.03	+	—	1,92	$0,13 < r < 5$
G23.01-0.41	+	—	4,59	$0,32 < r < 11,9$
G28.83-0.25	+	—	6,3/ 11,2	$0,44 < r < 16,4/0,78 < r < 29,1$
G34.3+0.2	+	—	3,8	$0,27 < r < 9,9$
G34.403+0.233	+	—	3,56	$0,25 < r < 9,3$
G35.03+0.35	+	—	2,6	$0,18 < r < 6,8$
35.20-0.74	+	—	2,19	$0,15 < r < 5,7$
G43.04-0.452	+	—	4,48	$0,31 < r < 11,6$
G45.47+0.07	+	—	6,0	$0,42 < r < 15,6$



Вернуть профили линий OH(1720) для дальнейшего исследования физических характеристик фрагментов и параметров фронта волны можно, увеличивая синтезированную диаграмму решётки или используя одиночную антенну с диаграммой меньше, чем у евпаторийского телескопа PT-70, — например, 100-метровый телескоп в Бонне или 100-метровый телескоп Green Bank Telescope (GBT) в NRAO, — но это тема уже другого, следующего этапа наших работ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Выполнен обзор 102 областей звёздообразования (в том числе, 19 EGO) на координатах и лучевых скоростях метанольных мазеров I класса в линиях OH на EVLA с пространственным разрешением 15".
- Проведена обработка данных для амплитудных и фазовых калибраторов в девяти наблюдательных блоках источников, содержащих объекты EGO.
- Для источников EGO получены спектры на частотах 1665, 1667 и 1720 МГц.
- На частоте 1720 МГц во всех источниках EGO, наблюдавшихся в данном обзоре, отсутствует излучение, т. е. на этой частоте они «разрешаются», следовательно, их размеры больше синтезированной диаграммы решётки EVLA, они являются протяжёнными, а найденное ранее излучение имеет тепловую природу.
- По результатам двух видов наблюдений, выполненных на одиночном телескопе PT-70 и на интерферометрической решётке EVLA, установлены верхний и нижний пределы на размеры нового класса объектов межзвёздной среды EGO, формирующихся под воздействием ударных волн.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Баяндина и др., 2012] *Баяндина О. С., Вальтц И. Е., Ларионов Г. М.* Метанольное мазерное свечение I класса в инфракрасных облаках и третья версия каталога MMI/SFR // *Астрономический журн.* 2012. Т. 89. С. 611. URL: <http://www.asc.rssi.ru/MMI>.
- [Вальтц, Ларионов, 2007] *Вальтц И. Е., Ларионов Г. М.* Каталог метанольных мазеров I класса // *Астрономический журн.* 2007. Т. 84. С. 579.
- [Литовченко и др., 2012] *Литовченко И. Д., Баяндина О. С., Алакоз А. В., Вальтц И. Е., Ларионов Г. М., Муха Д. В.* и др. Радиолинии OH на частоте 1720 МГц как индикаторы биполярных потоков в окрестностях метанольных мазеров I класса // *Астрономический журн.* 2012. Т. 89. № 7. С. 593–610.
- [Полушкин и др., 2009] *Полушкин С. В., Вальтц И. Е., Слыш В. И.* Пространственная структура метанольного мазера I класса DR21(OH) на 44 ГГц в эпоху 2003 г. // *Астрономический журн.* 2009. Т. 86. С. 134–148.
- [Bachiller et al., 1995] *Bachiller R., Liechti S., Walmsley C. M., Colomer F.* Methanol enhancement in young bipolar outflows // *Astronomy and Astrophysics (A&A)*. 1995. V. 295. P. L51.

- [Barrett et al., 1971] *Barrett A. H., Schwartz P. R., Waters J. W.* Detection of methyl alcohol in Orion at a wavelength of  $\sim 1$  centimetre // *Astrophysical J. (ApJ)*. 1971. V. 168. P. L101.
- [Bartkiewicz et al., 2009] *Bartkiewicz A., Szymczak M., van Langevelde H. J., Richards A. M. S., Pihlstrom Y. M.* The diversity of methanol maser morphologies from VLBI observations // *Astronomy and Astrophysics (A&A)*. 2009. V. 502. P. 155–173.
- [Cyganowski et al., 2008] *Cyganowski C. J., Whitney B. A., Holden E.* et al. A Catalog of Extended Green Objects (EGOs) in the GLIMPSE Survey: A new sample of massive young stellar object outflow candidates // *Astrophysical J. (ApJ)*. 2008. V. 136. P. 2391.
- [Cyganowski et al., 2009] *Cyganowski C. J., Brogan C. L., Hunter T. R., Churchwell E.* A class I and class II CH<sub>3</sub>OH maser survey of EGOs from the glimpse survey // *Astrophysical J. (ApJ)*. 2009. V. 702. P. 1615.
- [Frail et al., 1996] *Frail D. A., Goss W. M., Reynoso E. M., Giacani E. B., Green A. J., Otrupcek R.* A Survey for OH (1720 MHz) Maser Emission toward Supernova Remnants // *Astrophysical J. (ApJ)*. 1996. V. 111. P. 1651.
- [Menten, 1987] *Menten K. M.* Methanol towards Galactic HII Regions: Doctorate in Natural Sciences thesis. Bonn University. 1987.
- [Weinreb et al., 1965] *Weinreb S., Meeks M. L., Carter J. C., Barret A. H.* et al. Observations of polarized OH emission // *Nature*. 1965. V. 208. P. 440.

## METHANOL MASER SURVEY WITH THE EVLA AT 18 cm: THE FIRST RESULTS OF THE OBSERVATIONS

*O. S. Bayandina<sup>1</sup>, I. E. Val'ts<sup>1</sup>, S. Kurtz<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Astro Space Center of the Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences

<sup>2</sup> Centro de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México

In order to verify the hypothesis of the common maser pumping mechanism for Class I methanol and OH(1720) lines and their identification with a front of bipolar outflows we carried out in 2013 the observations (spectra and polarization) of 102 MMI with the EVLA (Expanded Very Large Array, Socorro, New Mexico, USA) in C-configuration at the rest frequencies of the lines H1, OH and in the continuum. A similar survey previously made by the authors at the Eupatoria (Ukraine) 70-meter radio telescope have given significant positive results: compatibility of the MMI and OH(1720) emission in three times exceeded compatibility of OH(1720) emission both with other masers and with supernova remnants — the main source of shock waves in the interstellar medium provoking collisional pumping. This paper presents the results of the first stage of EVLA interferometric data processing made with the help of software package CASA. This package have been developed by an international consortium of scientists based at the National Radio Astronomical Observatory (NRAO) with the primary goal of supporting the data post-processing obtained by the next generation of radio astronomical telescopes such as ALMA and VLA. Discussion of the results of the observational data statistical analysis for new class of masers EGO discovered earlier in the study of polyaromatic hydrocarbons emission in near infrared with the Spitzer Space Telescope is presented.

*Keywords:* interstellar medium, masers, radio interferometry.

**Bayandina** Olga Sergeevna — postgraduate student, Bayandix@yandex.ru

**Val'tts** Irina Evgen'evna — leading researcher, doctor of physical and mathematical sciences

**Kurtz** Stanley Eugene — doctor of physical and mathematical sciences, professor

## «РАДИОАСТРОН» В СИСТЕМЕ КОСМИЧЕСКОЙ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ СО СВЕРХДЛИННЫМИ БАЗАМИ: ИССЛЕДОВАНИЕ МАЗЕРА $\text{H}_2\text{O}$ В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ IC1396N

О. С. Баяндина<sup>1</sup>, С. Куртц<sup>2</sup>, А. В. Алакоз<sup>1</sup>, И. Е. Вальц<sup>1</sup>, С. В. Каленский<sup>1</sup>, Г. М. Рудницкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (АКЦ ФИАН)

<sup>2</sup> Центр радиоастрономии и астрофизики Национального автономного университета Мексики

<sup>3</sup> Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова (ГАИШ)

Представлен проект исследования молодого дозвёздного объекта в области звёздообразования IC1396 с помощью российского наземно-космического интерферометра «Радиоастрон». Объект представляет собой протопланетный диск небольшого диаметра (15 а.е.) и биполярный выброс вещества из центральной части источника, демонстрирующий сильное мазерное излучение в линиях водяного пара. По данным предполётных исследований в системе VLBA (Very Long Baseline Array) NRAO (National Radio Astronomy Observatory), США, со сверхдлинными базами, сравнимыми с диаметром Земли, объект содержит около десяти пространственно неразрешённых мазерных компонентов и демонстрирует постоянство функции видности интерферометра при переходе от коротких баз к длинным, что указывает на их малые линейные размеры. С помощью измерения координат мазерных деталей со сверхвысоким разрешением, которое обеспечит космический радиотелескоп «Радиоастрон» совместно с сетью наземных радиотелескопов, представляется возможность оценки собственных движений мазерных компонентов и проверки предполагаемой модели пресецирующего диска. Проект принят к исполнению научным и организационным комитетом миссии.

*Ключевые слова:* межзвёздная среда, мазеры, радиоинтерферометрия.

Протопланетный диск IC1396N — глобула в северной части хорошо известной эмиссионной туманности IC1396 в созвездии Цефея [Matthews, 1979].

По результатам исследований в области IC1396 было выделено 15 тёмных облаков и глобул и 25 источников IRAS [Beltran et al., 2002; Fuente et al., 2009], из них 6 кандидатов в молодые дозвёздные объекты (Young Stellar Object, YSO). Точечная структура была подтверждена только для одного из кандидатов — IRAS 21391+5802 в глобуле IC1396N, имеющего самую большую светимость  $460L_{\odot}$  в дальней инфракрасной области среди глобул IC1396 и одновременно являющегося единственным источником мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$  в данной области звёздообразования [Beltran et al., 2002; Sugitani et al., 1989; Wilking et al., 1990].

**Баяндина** Ольга Сергеевна — аспирантка, Bayandix@yandex.ru

**Куртц** Стэнли Юджин — профессор, доктор физико-математических наук

**Алакоз** Алексей Валерьевич — заведующий лабораторией, кандидат физико-математических наук

**Вальц** Ирина Евгеньевна — ведущий научный сотрудник, доктор физико-математических наук

**Каленский** Сергей Владимирович — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

**Рудницкий** Георгий Михайлович — заведующий отделом, доктор физико-математических наук

Помимо мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  в глобуле было обнаружено метанольное мазерное излучение I класса (ММI), в то время как такое излучение II класса (ММII) и мазеры  $\text{OH}$  не наблюдаются. Согласно теории, ММI отмечается на ранних стадиях эволюции межзвёздной среды, а мазеры  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{OH}$  и ММII — на более поздних и свидетельствуют о наличии протопланетного диска. В этом контексте развитие данной области не соответствует теоретическим моделям и представляет большой интерес в плане понимания механизмов мазерного излучения.

В работах [Migenes et al., 1999; Slysh et al., 1999] были проведены наблюдения мазерного кластера  $\text{H}_2\text{O}$  в IC1396N на частоте 22 ГГц на VLBA (NRAO, USA) с пространственным разрешением 0,5 мс. Была обнаружена выстроенная в линию цепочка мазерных пятен (рис. 1): низкоскоростные детали, простирающиеся на 15 а. е., и высокоскоростные детали (на рис. 1 не представлены), разнесённые на 410 и 10 000 а. е. Коррелированная плотность потока самого яркого компонента оказалась равной 150 Ян.

Линейная зависимость скорости мазерных компонентов в размере 15 а. е. от расстояния от самой яркой центральной детали источника допускает возможность применения гипотезы о вращении мазерных компонентов в пространстве протопланетного диска (рис. 2).

По результатам исследования была предложена модель, согласно которой низкоскоростные детали возникают в аккреционном диске, а высокоскоростные детали — под действием молекулярных биполярных потоков от центральной YSO ( $4 M_{\odot}$ ).

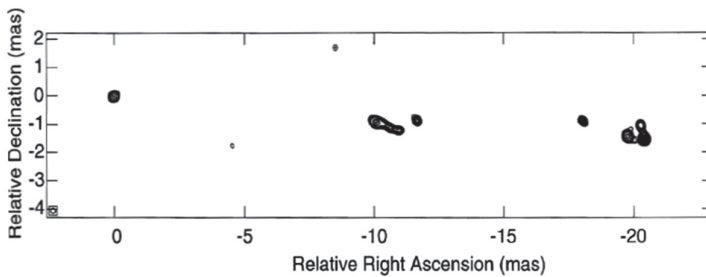


Рис. 1. VLBA-карта мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  в IC1396N [Slysh et al., 1999]. Ось абсцисс — прямое восхождение [мс], ось ординат — склонение [мс]

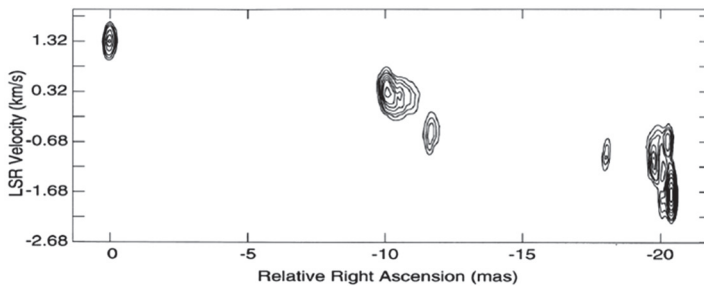


Рис. 2. Диаграмма «прямое восхождение — скорость» для мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  в IC1396N [Slysh et al., 1999]. Ось абсцисс — прямое восхождение [мс], ось ординат — склонение [мс]

Для объяснения механизма появления высокоскоростных мазерных деталей применима модель, описанная в статьях [Rudnitskij, 1987a, b]. В этой модели небольшой газопылевой диск окружён массивным околзвёздным тором — остатком протозвёздного скопления, из которого была сформирована звезда. Ось диска наклонена под некоторым углом к тору, тем самым вынуждая диск прецессировать. Поток от диска захватывает материал с внутренних стенок тора и возбуждает мазерное излучение при столкновении этого вещества с тором. Крупномасштабный биполярный поток направлен в стороны раскрытия тора.

Источник IC1396N демонстрирует постоянство функции видности интерферометра при переходе от коротких баз к длинным, что указывает на малые линейные размеры. Масса диска ( $4 M_{\odot}$ ) и размер (15 а. е.) похожи на имеющиеся в Солнечной системе — это самый маленький диск, известный на сегодняшний день.

С помощью телескопа Пушинской радиоастрономической обсерватории в течение более чем 20 лет проводился мониторинг мазерного излучения в области IC1396N, наблюдения на 2014 год подтверждают достаточно большую светимость источника.

Тем не менее, мазер является переменным, и это означает, что любые исследования собственного движения должны быть выполнены на относительно коротких временных масштабах, чтобы гарантировать отслеживание одних и тех же мазерных деталей.

Достаточно близкое расстояние (750 пк), а также наличие нескольких молодых звёздных объектов (YSO), биполярного потока и протопланетного диска делают область IC1396N идеальной лабораторией для изучения общих аспектов процесса звёздообразования.

В совместных наблюдениях на «Радиоастроне» (<http://www.asc.rssi.ru/radioastron/>) и наземных радиотелескопах можно получить намного более высокое угловое разрешение, чем на наземных интерферометрах. Это позволяет с более высокой точностью измерить собственное движение мазерных компонентов на коротких временных масштабах и проследить пространственную структуру и динамику области более детально.

Начало наблюдения — на коротких базах с постепенным переходом к большим базам, что позволит оптимизировать параметры исследований.

Интервалы наблюдений (2014) разделены на три категории:

- с короткими базами (~2...3 диаметра Земли): июль-август
- со средними базами (~5 диаметров Земли): октябрь
- с большими базами (3...20 диаметров Земли): ноябрь-декабрь

Соответствующие покрытия UV-плоскости представлены на рис. 3–5. На диаграммах показаны значения проекции базы (U, V) в единицах миллионы длин волн. Зелёным цветом выделены наземно-космические базы, голубым — наземно-наземные. Наземные телескопы: 100-метровый Эффельсбергский радиотелескоп, 100-метровый Грин-Бэнк, 70-метровый Робледо, РТ-70 Евпатория, 40-метровый Ебес, 32-метровый Ното, 32-метровый Медичина, 32-метровый Бадары, 32-метровый Светлое, 32-метровый Зеленчукская, 25-метровый Урумчи.

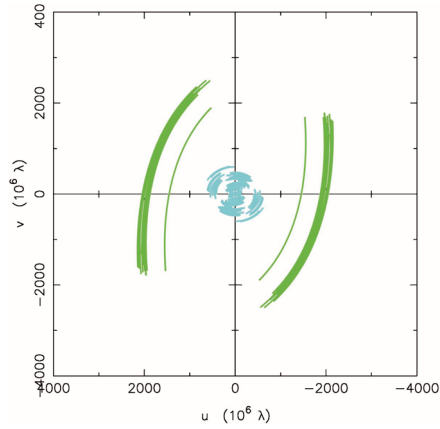


Рис. 3. Покрытие UV-плоскости для случая коротких баз (июль 2014 г.)

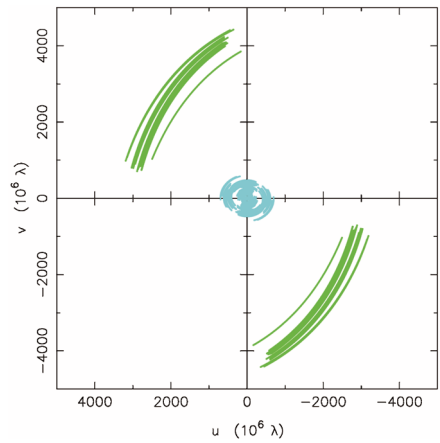


Рис. 4. Покрытие UV-плоскости для случая средних баз (октябрь 2014 г.)

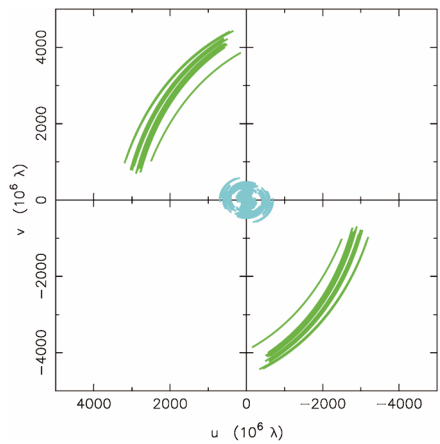


Рис. 5. Покрытие UV-плоскости для случая больших баз (ноябрь-декабрь 2014 г.)

Для случая коротких баз (разрешение наблюдений 0,1 мс) видно, что наземно-космическая база поворачивается на  $90^\circ$ , что обеспечивает возможность достаточно точно оценить координаты. Эти проекции баз настолько точны и дыра в заполнении UV-плоскости настолько мала, что уже только по июльскому эксперименту возможно построить всё изображение источника.

Очевидно, что проекции октябрьских баз наблюдений перпендикулярны июльским. Это соответствует взаимодополняющим сечениям и более выгодным условиям разрешения — 0,05 мс (в два раза выше, чем в наблюдениях с короткими базами).

Программа наблюдений на декабрь формируется по результатам июльских и октябрьских наблюдений, т.е. после необходимого предварительного осуществления обработки полученных данных на корреляторе. В этих наблюдениях планируется достичь разрешения 0,01 мс.

Предполагается, что мазерные пятна могут показать разрешение порядка 1...2 мс в год, которое может быть прослежено на коротких временных масштабах в наблюдениях на «Радиоастроне» с разрешением 0,1...0,01 мс.

В целом, в наблюдениях на «Радиоастроне» удастся достичь разрешений, в 3...30 раз более высоких, чем в предыдущих наблюдениях на VLBA.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Представлен проект исследования молодого дозвёздного объекта в области звёздообразования IC1396 с помощью международного наземно-космического интерферометра «Радиоастрон».
- По данным предполётных исследований в системе VLBA (NRAO, USA) со сверхдлинными базами, объект содержит около десяти пространственно неразрешенных мазерных компонентов и демонстрирует постоянство функции видности интерферометра при переходе от коротких баз к длинным (что указывает на его малые линейные размеры).
- С помощью измерения координат мазерных деталей со сверхвысоким разрешением, которое обеспечит «Радиоастрон» совместно с сетью наземных радиотелескопов, представляется возможность оценки собственных движений мазерных компонентов и проверки предполагаемой модели диска и биполярного потока.
- Проект принят к исполнению научным и организационным комитетом миссии с высоким рейтингом, обеспечивающим наблюдения в объёме полного наблюдательного времени, которое было запрошено в заявке.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Beltran et al., 2002] *Beltran M. T., Girart J. M., Estalella R. et al.* IRAS 21391+5802: The Molecular Outflow and Its Exciting Source // *Astrophysical J.* (ApJ) 2002. V. 573. P. 246.
- [Fuente et al., 2009] *Fuente A., Castro-Carrizo A., Alonso-Albi T. et al.* Dissecting an intermediate-mass protostar. Chemical differentiation in IC 1396 N // *Astronomy and Astrophysics (A&A)*. 2009. V. 507. P. 1475.
- [Gyulbudaghian et al., 1990] *Gyulbudaghian A. L., Rodriguez L. F., Curiel S.* New H<sub>2</sub>O masers in color-selected IRAS point sources // *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica (RevMxAA)*. 1990. V. 20. P. 51.



- [Matthews, 1979] *Matthews H. E.* High resolution radio observations of bright rims in IC1396 // *Astronomy and Astrophysics (A&A)*. 1979. V. 75. P. 345.
- [Migenes et al., 1999] *Migenes V., Horiuchi S., Slysh V. I., Val'tts I. E.* et al. The VSOP Prelaunch H<sub>2</sub>O Maser Survey. I. VLBA Observations // *Astrophysical J. (ApJ)* 1999. V. 12. N. 3. P. 487.
- [Rudnitskij, 1987a] *Rudnitskij G. M.* A Mechanism for Variability of Cometary Nebulae // *International Astronomical Union (IAU) Symp.* 1987. V. 115. P. 398.
- [Rudnitskij, 1987b] *Rudnitskij G. M.* Non-stationarity of maser radio sources in star formation regions // *Bull. Astronomical Institutes Czechoslovakia*. 1987. V. 69. P. 51.
- [Slysh et al., 1999] *Slysh V., Val'tts I., Migenes V.* et al. Protoplanetary disk and/or bipolar outflow traced by masers in IC 1396N // *Astrophysical J. (ApJ)* 1999. V. 526. P. 236.
- [Sugitani et al., 1989] *Sugitani K., Fukui Y., Mizuni A., Ohashi N.* Star formation in bright-rimmed globules — Evidence for radiation-driven implosion // *Astrophysical J. (ApJ)* 1989. V. 342. P. L87.
- [Wilking et al., 1990] *Wilking B. A., Schwartz R. D., Mundy L. G., Schultz A. S. B.* Shocked molecular hydrogen emission from Herbig-Haro objects and their exciting stars // *Astrophysical J. (ApJ)* 1990. V. 99. P. 344.

## RADIOASTRON IN THE SYSTEM OF SPACE VLBI: STUDY OF H<sub>2</sub>O MASER IN PROTOPLANETARY DISK IC1396N

O. S. Bayandina<sup>1</sup>, S. Kurtz<sup>2</sup>, A. V. Alakoz<sup>1</sup>, I. E. Val'tts<sup>1</sup>, S. V. Kalenskii<sup>1</sup>, G. M. Rudnitskij<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Astro Space Center of the Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences

<sup>2</sup> Centro de Radioastronomia y Astrofisika, Universidad Nacional Autonoma de Mexico

<sup>3</sup> Sternberg Astronomical Institute MSU

The project of the young pre-stellar object studying in star-forming region IC1396 with Russian ground-space interferometer RADIOASTRON is presented. The object is a small protoplanetary disk (15 a. u.) and bipolar outflow from the center of the source showing strong maser emission in the lines of water vapor. According to pre-launch VLBA (NRAO, USA) investigations (with very long baselines comparable to the diameter of the Earth) this source contains of about 10 spatially unresolved maser components and shows the constancy of the visibility function of the interferometer in the transition from short to long bases, which indicates on the small linear size of maser condensations. Space radio telescope Radioastron with a network of ground-based telescopes provides the opportunity to measure proper motions of maser components by multi-epoch observations. Analysis of such super-resolution measurements will permit us to validate the model of this protoplanetary disk. The project is accepted by Scientific and Organizing Committee of the mission.

*Keywords:* interstellar medium, masers, radio interferometry.

**Bayandina** Olga Sergeevna — postgraduate student, Bayandix@yandex.ru

**Kurtz** Stanley Eugene — doctor of physical and mathematical sciences, professor

**Alakoz** Aleksey Valer'evich — head of department, PhD

**Val'tts** Irina Evgen'evna — leading researcher, doctor of physical and mathematical sciences

**Kalenskii** Sergey Vladimirovich — senior researcher, PhD

**Rudnitskii** Georgii Mikhailovich — head of department, doctor of physical and mathematical sciences



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОУПРУГОГО СОСТОЯНИЯ КОМПЛЕКСА ATMOSPHERIC CHEMISTRY SUIT ОРБИТАЛЬНОГО ЗОНДА TRACE GAS ORBITER В РАМКАХ ПРОЕКТА EXOMARS

А. Э. Бутенко<sup>1,2</sup>, А. Д. Бугрова<sup>2</sup>, С. А. Аксенов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

<sup>2</sup> Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (МИЭМ НИУ ВШЭ)

В работе методы компьютерного моделирования применены к задаче оценки нагрузок, возникающих вследствие температурного расширения компонента спектрометрического комплекса Atmospheric Chemistry Suit (ACS) орбитального зонда Trace Gas Orbiter (TGO) проекта ExoMars.

*Ключевые слова:* термоупругость, метод конечных элементов (МКЭ), ExoMars, Atmospheric Chemistry Suit (ACS), Trace Gas Orbiter (TGO).

### ОПИСАНИЕ КОМПЛЕКСА ATMOSPHERIC CHEMISTRY SUIT

EXOMARS — совместная программа Европейского космического агентства и Федерального космического агентства России по исследованию Марса. В рамках этой программы планируется запуск орбитального зонда — Trace Gas Orbiter (TGO) — к Марсу. Основной задачей TGO будет комплексное исследование атмосферы Марса, определение вертикального распределения малых составляющих, в первую очередь метана, органических молекул, других малых составляющих, поиск возможных источников и стоков, измерения изотопных отношений и их вариаций. Подобная задача может быть решена с помощью спектрометров высокого разрешения в ближнем и среднем ИК-диапазоне. Комплекс Atmospheric Chemistry Suit (ACS) располагается на верхней панели космического аппарата и представляет собой единую конструкцию из четырёх блоков, жёстко закреплённых друг относительно друга. В состав комплекса входят три спектрометра (ближнего, среднего и теплового ИК-диапазонов) и система сбора научной информации [Trokhimovsky et al., 2014]. Общая масса комплекса составляет 33,5 кг. Каждый из блоков комплекса является самостоятельной сборочной единицей, законченным спектрометром, юстируемым и испытываемым по отдельности.

### ТЕРМОУПРУГОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

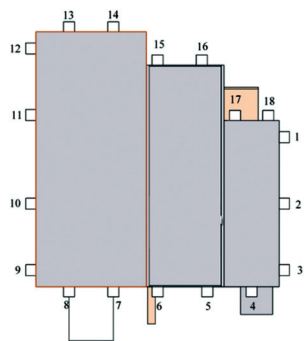
Трёхмерная модель комплекса ACS изображена на рис. 1.

В нижней части ACS расположены 18 ножек из полимерного материала vespel, нижними гранями которых он крепится к платформе. В результате работы оборудования происходит нагревание комплекса, что приводит к возникновению термоупругих напряжений и деформаций. Требуется оценить силы, действующие на пластину, так как она изготавливается из менее прочного материала, чем ACS.

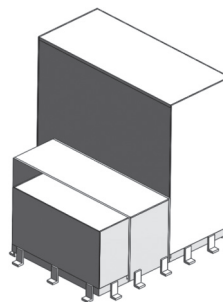
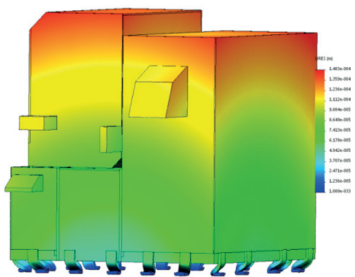
**Бутенко** Антон Эдуардович — аспирант, ostelite@gmail.com

**Бугрова** Анна Дмитриевна — студентка, ad-888@yandex.ru

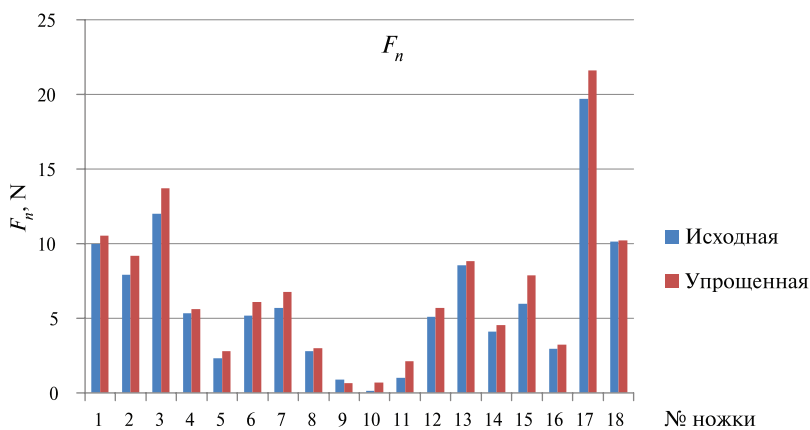
**Аксенов** Сергей Алексеевич — кандидат технических наук, доцент, aksenov.s.a@gmail.com



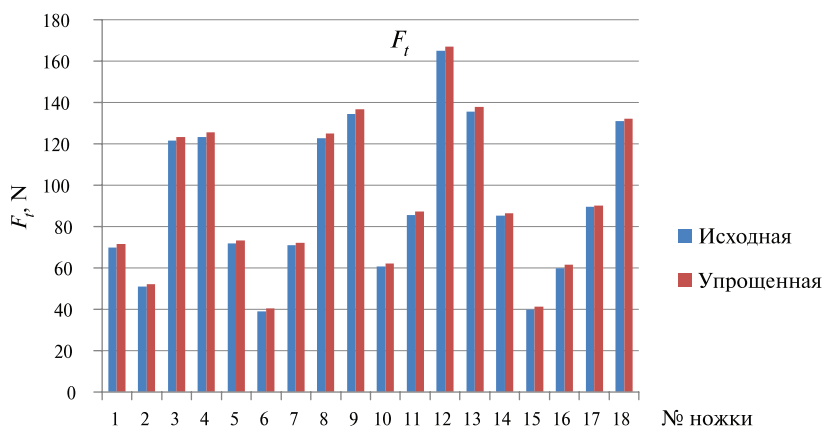
**Рис. 1.** Комплекс ACS: вид снизу с номерами ножек (слева) и общий вид (справа)



**Рис. 2.** Упрощённая модель



**Рис. 3.** Модуль нормальной компоненты силы реакции опоры  $F_n$  (SolidWorks)  $\Delta_{\max}^{\%} = 9,6\%$ ,  $\Delta_{\text{avg}}^{\%} = 3,6\%$



**Рис. 4.** Тангенциальная компонента силы реакции опоры  $F_t$  (SolidWorks)  $\Delta_{\max}^{\%} = 1,4\%$ ;  $\Delta_{\text{avg}}^{\%} = 1,0\%$

Исходная модель комплекса была упрощена: удалены всё внутреннее оборудование, выступающие части и блок TIRVIM (рис. 2).

Для моделирования использовалось программное обеспечение конечно-элементного анализа SolidWorks (рис. 3). Нижние грани ножек считались жёстко закреплёнными (см. рис. 2), и на всём комплексе последовательно задаются перепады температуры  $\Delta T = 10; 20; 60$  К. Исследовались нормальные (по модулю) и тангенциальные составляющие сил, действующих на нижних гранях ножек. Полученные результаты для исходной и упрощённой моделей представлены на графиках ниже (рис. 3–7) ( $\Delta_{\max}^{\%}$  — максимальное отклонение от максимального значения в процентах;  $\Delta_{\text{avg}}^{\%}$  — среднее отклонение от максимального значения в процентах).

Так как отклонения незначительны, в расчётах используется упрощённая модель. Результаты моделирования для различных перепадов температуры представлены на диаграммах ниже (см. рис. 5, 6).

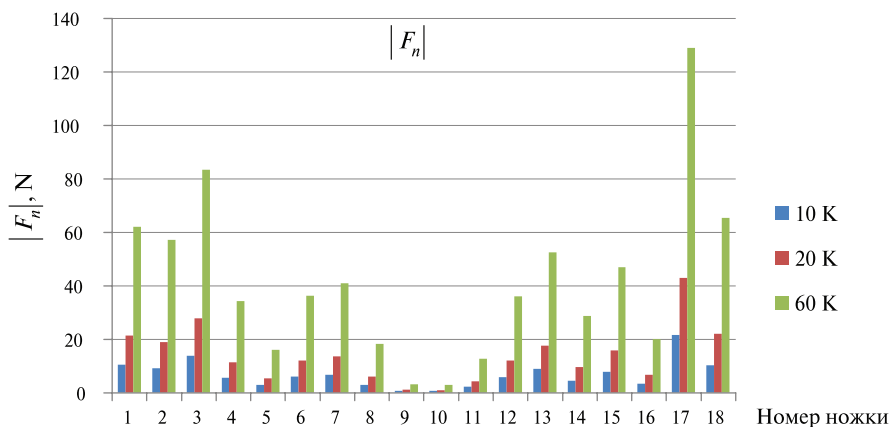


Рис. 5. Модуль нормальной компоненты силы реакции опоры  $F_n$  (SolidWorks)

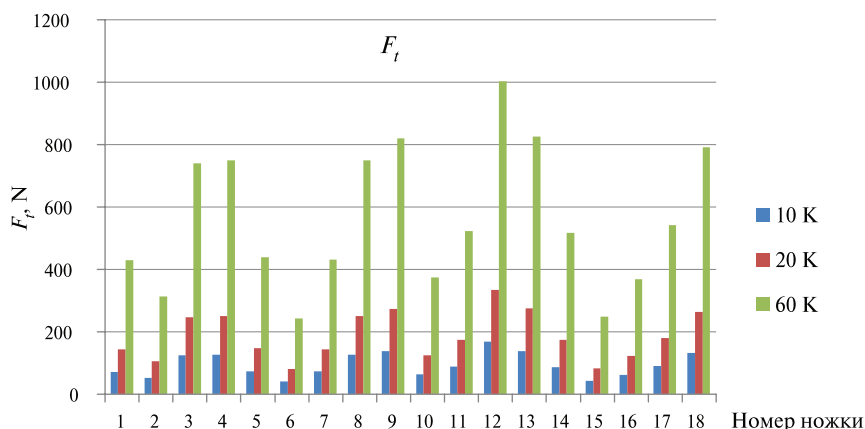


Рис. 6. Тангенциальная компонента силы реакции опоры  $F_t$  (SolidWorks)

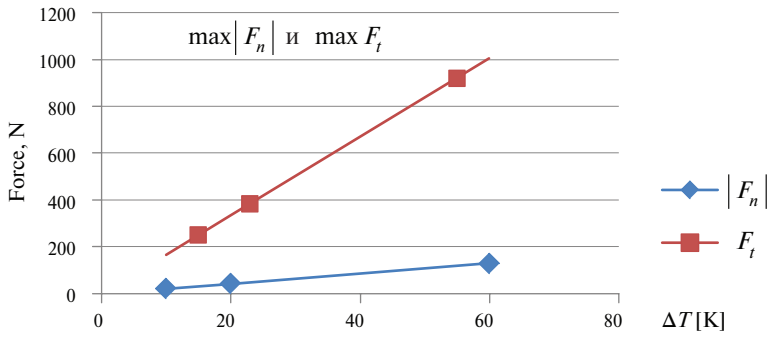


Рис. 7  $\max |F_n|$  и  $\max F_t$

Были построены уравнения линейной регрессии для  $\max |F_n|$  и  $\max F_t$  (ножки № 17 и 12) (рис. 7):

$$\max |F_n| = 2,15\Delta T + 0,08;$$

$$\max F_t = 16,71\Delta T - 0,31.$$

### ВЕРИФИКАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

С целью проверки полученных результатов был проведён линейно-упругий анализ модели. Интересующим нас нижним граням ножек были заданы перемещения по формулам:

$$dx = 0;$$

$$dy = -yk\Delta T;$$

$$dz = -zk\Delta T,$$

где  $k$  — коэффициент температурного расширения материала корпуса;  $\Delta T$  — перепад температуры;  $x, y, z$  — координата центра нижней грани ножки. В расчётах  $\Delta T = 10$ ;  $k = 2,4 \cdot 10^{-5}$ .

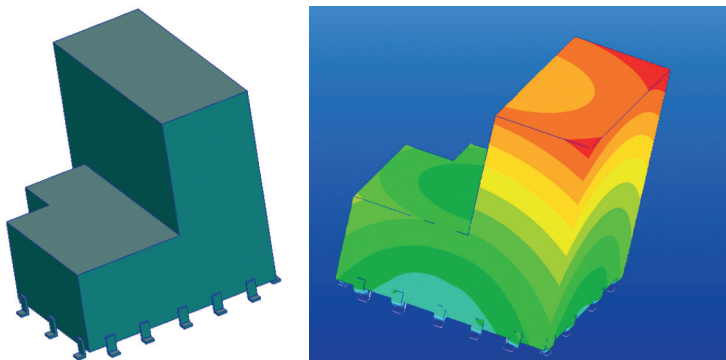


Рис. 8. Модель в MSC.Patran/Nastran

Были получены следующие отклонения в значениях, определённых в результате термоупругого и линейно-упругого исследований:

- для нормальных компонент силы реакции:  $\Delta_{\max}^{\%} = 3\% \Delta_{\text{avg}}^{\%} = 15\%$  (от максимального значения);
- для тангенциальных компонент силы реакции  $\Delta_{\max}^{\%} = 0,6\% \Delta_{\text{avg}}^{\%} = 0,2\%$  (от максимального значения).

Было также проведено моделирование термоупругого состояния ACS при помощи программного комплекса MSC.Patran/Nastran (рис. 8).

Сравнение результатов, полученных при помощи MSC.Patran/Nastran и SolidWorks, представлено с помощью таблицы отклонений значений  $|F_n|$  и  $F_t$  при перепадах температуры  $\Delta T = 10; 20; 60$  К (табл. 1, 2).

**Таблица 1.** Отклонения  $|F_n|$

$\Delta T$ [К]	$\Delta_{\max}^{\%}$ [%]	$\Delta_{\text{avg}}^{\%}$ [%]
10	6,5	2,1
20	6,7	1,8
60	6,6	1,8

**Таблица 2.** Отклонения  $F_t$

$\Delta T$ [К]	$\Delta_{\max}^{\%}$ [%]	$\Delta_{\text{avg}}^{\%}$ [%]
10	4,7	0,8
20	1,2	0,5
60	1,3	0,5

## ВЫВОДЫ

Проведённое моделирование позволило качественно и количественно оценить распределение нагрузок в местах крепления комплекса к платформе при различных температурных воздействиях. Выявлено, что максимальная нормальная составляющая силы реакции приходится на одну и ту же опору при всех рассмотренных перепадах температуры. Аналогичный результат получен для тангенциальных составляющих, при этом значения тангенциальных сил на порядок превышают значения нормальных.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Trokhimovsky et al., 2014] Trokhimovsky A., Korablev O., Grigoriev A. et al. Atmospheric Chemistry Suite (ACS): a Set of Infrared Spectrometers for Atmospheric Measurements Onboard ExoMars Trace Gas Orbiter // Proc. SPIE 8867. Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXI. 886709 (September 19, 2013). doi: 10.1117/12.2026900. 2014. P. 1–4.

## THERMOELASTIC ANALYSIS OF ATMOSPHERIC CHEMISTRY SUITE ON BOARD EXOMARS TRACE GAS ORBITER

A. E. Butenko<sup>1,2</sup>, A. D. Bugrova<sup>2</sup>, S. A. Aksenov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

<sup>2</sup> Moscow Institute of Electronics and Mathematics of Higher School of Economics –  
National Research University (MIEM NRU HSE)

In this papers computer simulation was applied to a problem of estimation of loads caused by the thermal expansion of ACS that is the component of ExoMars Trace Gas Orbiter (TGO). An analysis of arising loads was performed.

*Keywords:* thermoelasticity, finite element method (FEM), ExoMars, ACS, TGO.

---

**Butenko** Anton Eduardovich — postgraduate student, ostelite@gmail.com

**Bugrova** Anna Dmitrievna — student, ad-888@yandex

**Aksenov** Sergey Alekseevich — PhD, akxenov.s.a@gmail.com

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ NSVS 14256825

Н. Р. Дёмина<sup>1</sup>, В. В. Шиманский<sup>1</sup>, Н. В. Борисов<sup>2</sup>, М. М. Габдеев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет (К(П)ФУ)

<sup>2</sup> Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук (САО РАН)

Обработаны данные фотометрических и спектроскопических наблюдений предкатаклизмической переменной NSVS 14256825, принадлежащей группе двойных систем типа HW Vir. Выполнено численное моделирование спектров, кривых блеска и кривых лучевых скоростей. В результате уточнены параметры и химический состав атмосферы sdB-субкарлика, получен полный набор параметров компонент системы. Показано, что наблюдаемые кривые лучевых скоростей имеют искажения, обусловленные действием эффектов отражения. Найдены новые значения масс компонент из анализа кривых лучевых скоростей, обнаружено, что вторичная компонента имеет массу, близкую к массе коричневых карликов.

*Ключевые слова:* тесные двойные системы (ТДС), затменно-переменные звёзды, NSVS 14256825, субкарлики.

Тема данной работы — исследование молодой предкатаклизмической переменной NSVS 14256825. Предкатаклизмические переменные (ПП) принадлежат к разделённым двойным системам, однократно прошедшим стадию общей оболочки и выделенным в отдельный класс Риттером. Они содержат горячий субкарлик, который находится на постгоризонтальной или постасимптотической ветви гигантов, или остывающий белый карлик (главная компонента) в паре со звездой позднего спектрального класса (вторичная компонента). По своему эволюционному статусу ПП являются промежуточной стадией между системами с общими оболочками и катаклизмическими переменными. Тесные двойные системы (ТДС) типа HW Vir относятся к предкатаклизмическим переменным, выделенным в отдельную группу в середине 90-х годов прошлого века. Главными компонентами таких систем являются маломассивные ( $M = 0,47 \pm 0,02 M_{\odot}$ ) sdB-субкарлики, вышедшие на постгоризонтальную ветвь диаграммы Герцшпрунга-Ресселла. Их высокая эффективная температура ( $T_{eff} = 20\,000 \dots 45\,000$  К) и светимость ( $M_V = 3 \dots 4^m$ ) способствуют формированию сильных эффектов отражения, связанных с переработкой ультрафиолетового излучения этих звёзд в оптическое на поверхности их холодных спутников.

Тесная двойная система (ТДС) NSVS 14256825 относится к классу молодых предкатаклизмических переменных типа HW Vir и содержит sdB-субкарлик в паре со звездой главной последовательности низкой массы. В статье [Almeida et al., 2012a] было показано, что NSVS 14256825 содержит две планеты, имеющие резонансное движение с отношением периодов как 2:1.

---

Дёмина Наиля Рафаэлевна — студентка, nellyrd@mail.ru

Шиманский Владислав Владимирович — доцент, кандидат физико-математических наук

Борисов Николай Владимирович — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Габдеев Максим Маратович — аспирант

Основной трудностью в изучении систем типа HW Vir является невидимость вторичной компоненты в кривых блеска и спектрах, что не позволяет определить массы звёзд. Ранее [Almeida et al., 2012b] для NSVS 14256825 был получен предварительный набор параметров в рамках модели чёрнотельного излучения звёзд. В нашей работе для изучения NSVS 14256825 применён метод численного моделирования излучения систем с эффектами отражения, позволяющий из анализа кривых блеска и лучевых скоростей sdB-субкарлика найти более точные значения параметров. Кроме того, данный метод может быть использован для уточнения параметров и химического состава атмосферы sdB-субкарлика с учётом эффектов отражения и отклонений от локального термодинамического равновесия (ЛТР).

В настоящей работе выполнен анализ одновременных мультиполосных фотометрических наблюдений NSVS 14256825, проведённых в сентябре 2012 г. на телескопе Цейсс-1000 CAO РАН. Всего получено 168 изображений, из которых 56 экспонированы в красном R-фильтре, 56 — в промежуточном V-фильтре визуального диапазона спектра, 56 — в синем B-фильтре. Наблюдения в каждом фильтре охватывают более одного периода. Подобная конфигурация наблюдений является стандартной и наиболее эффективной для исследования ПП. Обработка данных фотометрических наблюдений осуществлялась посредством пакета Maxim DL. Все полученные изображения были предварительно откалиброваны. При оценке блеска NSVS 14256825 в качестве объектов сравнения выбирались звёзды близкой яркости и цвета, попадающие в поле ПЗС-матрицы. Сравнение блеска звёзд в поле матрицы показало, что ошибки дифференциальной фотометрии NSVS 14256825 составили  $\Delta m \approx 0,02^m$  в полосах B и V, и  $\Delta m \approx 0,01^m$  — в полосе R. На основе фотометрических данных построены орбитальные кривые блеска NSVS 14256825 в полосах B, V, R, показывающих совместное проявление эффектов отражения и затмений обеих компонент. Кривая блеска в полосе B и диаграмма O-C представлены на рис. 1.

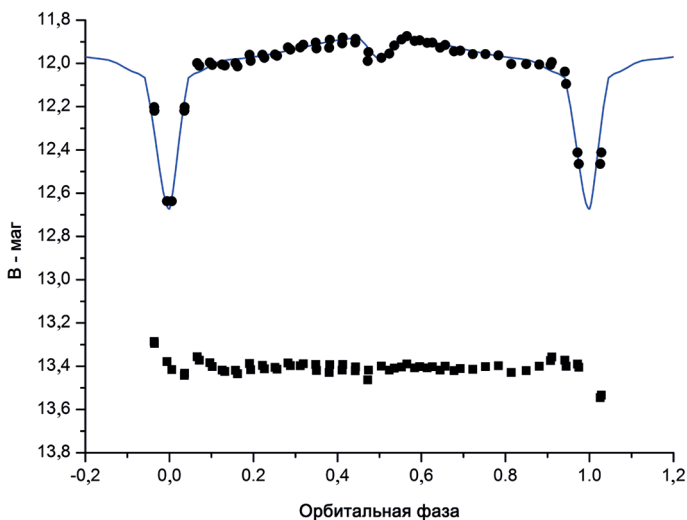
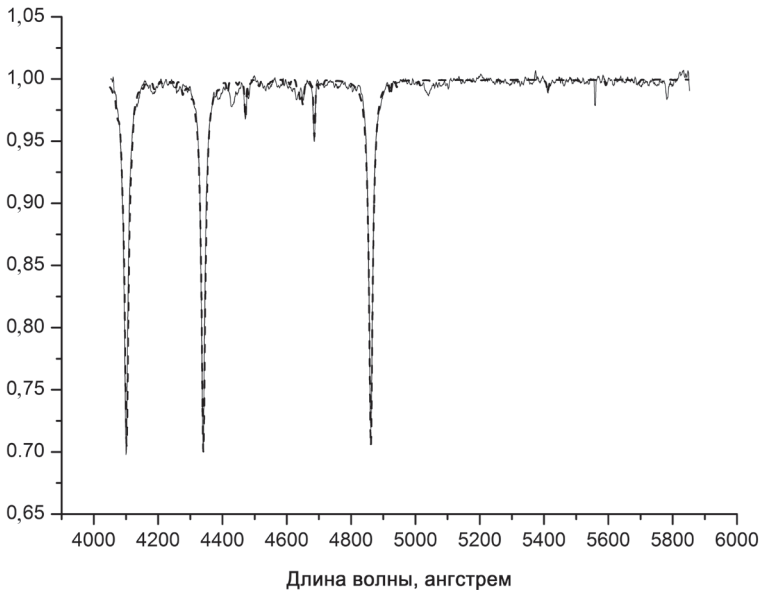


Рис. 1. Кривая блеска NSVS 14256825 в B-полосе (кружки — наблюдательные данные; линия — теоретическая кривая) и диаграмма O-C (квадратики)



В ходе исследований поля изучаемого объекта нами была обнаружена ранее неизвестная переменная звезда 2MASS J20194773+0434017 предполагаемого типа RR Lyr с амплитудами  $\Delta m = 0,18...0,35^m$  в разных полосах и периодом около 6...7 ч.

Наряду с этим были проведены обработка и анализ серий спектроскопических наблюдений NSVS 14256825, выполненных в июле 2012 г. и сентябре 2013 г. на БТА САО РАН (большой телескоп азимутальный). В нашем анализе использованы данные, полученные при наблюдениях с гризмой VPHG1200g (1200 штр/мм) и CCD-приёмником EEV 42-40 (2048×2048 пикселей размером 13,5×13,5 мкм), обеспечивающими спектральное разрешение  $\Delta\lambda = 5,0 \text{ \AA}$  в исследуемом интервале длин волн 4050...5850  $\text{\AA}$ . С целью последующего проведения калибровок длин волн и потоков излучения одновременно с изучаемым объектом получены спектры стандарта BD 28<sup>o</sup>4211 и гелий-аргоновой лампы. Первичная обработка спектрограмм выполнена в программе Maxim DL. В её рамках были экстрагированы одномерные векторы-спектры объекта неба и гелий-аргоновой лампы и стандарта BD+28 4211. Нормировка спектров проведена в пакете графической обработки информации Origin. В итоге построены два набора нормированных спектров умеренного разрешения в интервале 4050...5800  $\text{\AA}$  практически для всех фаз орбитального периода. На рис. 2 показан нормированный спектр умеренного разрешения в фазах минимума блеска. В спектрах отождествлены линии семи химических элементов, связанных с излучением sdB-субкарлика. Показано, что наблюдаемые профили линий испытывают искажения в шкале фаз орбитального периода, обусловленные влиянием эффектов отражения.



**Рис. 2.** Наблюдаемый (сплошная линия) и теоретический (пунктирная линия) спектры NSVS 14256825 в фазах минимума блеска

Численное моделирование кривых блеска и спектров выполнено с использованием программного комплекса Cores, рассчитывающим блеск двойной системы с учётом взаимного облучения компонент и их несферичности, обусловленной гравитационным влиянием. В результате согласования теоретических и наблюдаемых кривых блеска были получены следующие параметры системы: угол наклона плоскости орбиты  $i = 83,5^\circ$ , радиус главной компоненты  $R_1 = 0,166R_\odot$ , радиус вторичной компоненты  $R_2 = 0,125R_\odot$ , большая полуось орбиты  $a = 0,798R_\odot$ ,  $R_1/a = 0,2080$ ,  $R_2/a = 0,1566$ , отношение светимостей компонент  $L_1/L_2 = 17\,636$ .

Моделирование спектров с учётом эффектов отражения и затмений выполнено одновременно с расчётами кривых блеска NSVS 14256825 (см. рис. 1). Из неЛТР-анализа профилей линий H $\beta$ , HeI, HeII в минимуме блеска подтверждено значение эффективной температуры главной компоненты ( $T_{eff} = 42\,000$  К) с понижением ранее предложенного значения поверхностной силы тяжести ( $\log g = 5,75$ ). Определены химический состав звезды (см. таблицу), показывающий значительный дефицит гелия ( $[He/H] = -1,47$ ) и несолнечное распределение содержаний других элементов при средней металличности ( $[Fe/H] \approx -1,00$ ). В таблице представлены параметры атмосферы и химический состав главной звезды. Из усиления абсорбционных деталей в красной части исследуемых спектров сделано предположение о повышенной металличности вторичной компоненты.

Параметры атмосферы и химический состав главной компоненты

	Первоначальный химический состав	Итоговый химический состав
Температура [К]	40 000	40 000
$\log g$	5,75	5,75
[Fe/H]	-2	-1,4
[He/H]	-1,23	-1,47
[C/H]	-2	-1,65
[N/H]	-0,5	-0,6
[O/H]	-0,8	-0,6
[Mg/H]	0,3	-0,1
[Si/H]	-1	-1,0
[S/H]	-1	-0,7

Наборы лучевых скоростей sdB-субкарлика измерены по линиям H $\beta$ , HeI, HeII методом кросс-корреляционного анализа спектров. Кривая лучевых скоростей для линии  $H_\beta$  и диаграмма О-С представлены на рис. 3. Показано, что наблюдаемые кривые лучевых скоростей имеют искажения, обусловленные действием эффектов отражения, формирующих эмиссионные компоненты линий в излучении горячего пятна на поверхности вторичной компоненты. Моделирование этих эффектов в спектрах NSVS14256825 и последующее согласование теоретических и наблюдаемых кривых лучевых скоростей позволило провести определение масс компонент. В итоге найдена масса главной компоненты  $M_1 = 0,47M_\odot$  и вторичной компоненты  $M_2 = 0,10M_\odot$ , а также большая полуось орбиты  $a = 0,798R_\odot$ .

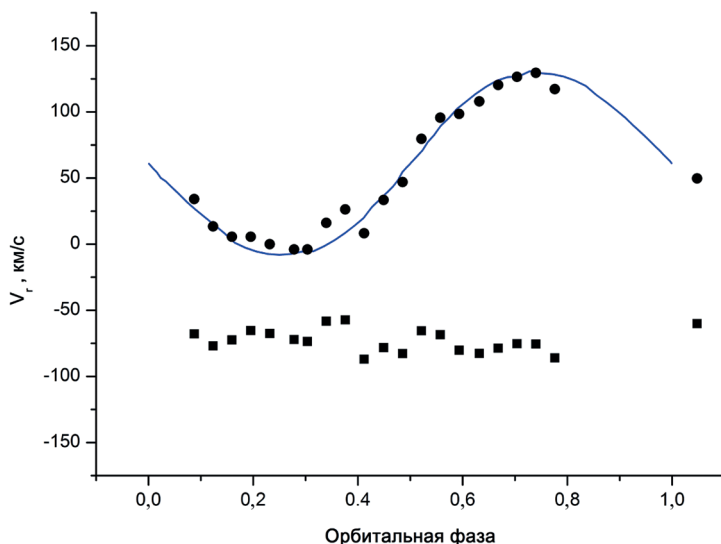


Рис. 3. Кривая лучевых скоростей NSVS 14256825 на примере линии  $H_{\beta}$  (кружки — наблюдательные данные, линия — теоретическая кривая) и диаграмма O-C (квадратики)

В целом нами получен полный набор параметров NSVS 14256825, большинство из которых различается от представленных в литературе. Отличительной особенностью исследованной системы является наличие в ней вторичной компоненты с массой, близкой к массам коричневых карликов, но имеющей значительный избыток светимости. В отличие от аналогичных компонент в молодых предкатаклизмических переменных с sdO-субкарликами данный избыток светимости, возможно, обусловлен очень сильными эффектами облучения холодной звезды с малой массой. Отметим, что в настоящее время известна лишь одна молодая ПП с аналогичными характеристиками вторичной компоненты. Подтверждено, что при комплексном моделировании спектров, кривых блеска и лучевых скоростей возможно определение параметров систем типа HW Vir. Однако, в отличие от ранее исследованной аналогичной системы HS 2333+3927, слабость эффектов отражения в NSVS 14256825 не позволяет оценить отношение масс компонент без введения дополнительных предположений. Поэтому остается актуальным вопрос дальнейшего изучения систем типа HW Vir как с целью получения наборов их фундаментальных характеристик, так и для совершенствования метода численного анализа кривых лучевых скоростей с учетом эффектов отражения.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Almeida et al., 2012a] Almeida L. A., Jablonski F., Rodrigues C. Two Circumbinary Planets in the Eclipsing Post-Common Envelope System NSVS 14256825// *Astrophysical J.* 2012. V. 766. A.id.11. arXiv:1210.3055v1 [astro-ph.SR].
- [Almeida et al., 2012b] Almeida L. A., Jablonski F., Tello J., Rodrigues C. A Photometric and Spectroscopic Study of NSVS 14256825: the Second sdOB+dM Eclipsing Binary // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2012. V. 423. P. 478–485.

## **RESEARCH OF CHARACTERISTICS OF CLOSE BINARY SYSTEM NSVS 14256825**

*Н. Р. Дёминова<sup>1</sup>, В. В. Шиманский<sup>1</sup>, Н. В. Борисов<sup>2</sup>, М. М. Габдеев<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Kazan Federal University (KFU)

<sup>2</sup> Special Astrophysical Observatory of Russian Academy of Sciences (SAO RAS)

Photometric and spectroscopic observations of the HW Vir type pre-cataclysmic binary were processed. Numerical modeling of the spectra, the light curves and radial velocity curves was executed. As a result the parameters of the sdB subdwarf companion and the chemical composition of its atmosphere are specified, the full set of parameters for the binary components was obtained. It is shown that the observed radial velocity curves have the distortions caused by reflection effects action. The new values of the component masses from the analysis of radial velocity curves were found, it was revealed that the secondary component has a mass close to the mass of brown dwarfs.

*Keywords:* close eclipsing stars, NSVS 14256825, subdwarfs.

---

**Deminova** Nailya Rafaelevna — student of KFU, nellyrd@mail.ru

**Shimansky** Vladislav Vladimirovich — associate professor, PhD

**Borisov** Nocolai Vladimorovich — senior staff scientist, PhD

**Gabdeev** Maxim Maratovich — postgraduate student

## ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНИТЕЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ УГЛЕРОДИСТОГО ВЕЩЕСТВА МАТРИЦЫ И БОЛЬШОГО ТЁМНОГО ВКЛЮЧЕНИЯ GRANDI CV3-ХОНДРИТА ЕФРЕМОВКА

*М. А. Зайцев<sup>1</sup>, М. В. Герасимов<sup>1</sup>, Е. Н. Трубина<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

<sup>2</sup> Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева (РХТУ)

Представлены новые результаты сравнительного исследования углеродистого вещества в CV3-хондрите Ефремовка и в большом тёмном включении Grand Dark Inclusion (GRANDI), содержащемся в данном хондрите. Из основного вещества Ефремовки при пиролизе выделено большее количество органических соединений, чем из вещества GRANDI. При этом качественный состав летучих веществ был практически одинаков. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) показано, что GRANDI содержит значительно больше углерода, чем матрица Ефремовки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-05-01161-а) и Программ президиума РАН № 22 и 28.

*Ключевые слова:* тёмные включения, углистые хондриты, Ефремовка, GRANDI, сравнительное исследование.

### ВВЕДЕНИЕ

Тёмные включения в каменных метеоритах представляют собой тонкозернистые литические класты размером от одного миллиметра до нескольких сантиметров. Больше всего их обнаружено в хондритах класса CV3. Тёмные включения значительно отличаются по составу от вмещающих метеоритов. Происхождение этих объектов вызывает споры. Их исследование важно для понимания условий, в которых происходили процессы термального и водного метаморфизма хондритового вещества, предшествовавшие его попаданию в состав метеоритной матрицы [Krot et al., 1999].

В CV3-хондрите Ефремовка было обнаружено большое тёмное включение GRANDI (Grand Dark Inclusion) размером 3×3×5 см [Ivanova et al., 2014]. Это включение представляет собой своеобразную модель «метеорита в метеорите». Большой размер данного включения позволяет всесторонне исследовать этот объект, применяя различные аналитические методы.

На основании результатов исследования шлифов метеорита Ефремовка и GRANDI методом сканирующей электронной микроскопии можно считать, что эти объекты происходят из разных источников [Ivanova et al., 2014].

На условия формирования вещества углистых хондритов в небуле и его преобразования на родительских телах может указывать также состав летучих

---

**Зайцев** Максим Андреевич — младший научный сотрудник, mzaitsev@iki.rssi.ru

**Герасимов** Михаил Владимирович — кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией, mgerasim@mx.iki.rssi.ru

**Трубина** Евгения Николаевна — студентка, evgeniya.trubina.1992@mail.ru

компонентов метеоритов и состав органического вещества [Alexander et al., 2007]. Исследование органического вещества важно с той точки зрения, что органика может быть более чувствительным маркером, чем минеральная матрица, т. е. нести информацию о более низкотемпературных изменениях, которым могло подвергаться метеоритное вещество в процессе эволюции.

Цель данной работы — попытка сравнения состава углеродистого вещества в метеорите Ефремовка и в большом тёмном включении GRANDI для установления условий образования и эволюции хондритового вещества. В рамках работы эти объекты — Ефремовка и GRANDI — были проанализированы методами пиролитической газовой хроматографии в сочетании с масс-спектрометрией (ПГХ/МС) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопией (РФЭС).

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

*ПГХ/МС-анализ.* Пиролитическая газовая хроматография / масс-спектрометрия является одним из эффективных и универсальных методов анализа органических веществ, заключённых в минеральных матрицах, в том числе — в метеоритном веществе [Алексеева, 1985].

Применявшаяся методика анализа аналогична той, которая была описана в работе [Zaitsev et al., 2013]. ПГХ/МС-анализ образцов проводили с помощью самостоятельно изготовленного пиролитического испарителя с системой криокапиллярной фокусировки, соединённого с газовым хромато-масс-спектрометром (хроматограф «Хроматэк Кристалл 5000.2», ЗАО «СКБ Хроматэк» с квадрупольным масс-детектором DSQ II, Thermo Scientific).

Образец массой 40 мг (точная навеска) — материал матрицы метеорита Ефремовка или вещество GRANDI, предварительно измельчённые до размеров частиц <100 мкм, импульсно нагревали до 460 °С в токе гелия высокой чистоты и выдерживали при этой температуре в течение 7 мин. Поток гелия устанавливали на уровне 20 мл/мин для уменьшения влияния вторичных процессов [Павлова и др., 1983]. Из опыта исследования метеоритного вещества известно, что выделение летучих продуктов достигает максимума в интервале от 150...200 до 450...500 °С, а при более высокой температуре идёт медленно, вплоть до достижения температурного диапазона глубокой деструкции термически стойкого органического вещества. Это было показано на примере как ступенчатого пиролиза метеоритов [Levy et al., 1970; Simmons et al., 1969], так и непрерывного и ступенчатого пиролиза нерастворимого органического вещества (Insoluble organic matter, IOM), выделенного из исходного метеоритного вещества путём деминерализации [Okumura et al., 2011]. Из этих соображений была определена нижняя температура пиролиза.

Летучие продукты пиролиза (по молекулярной массе примерно соответствующие углеводородам тяжелее C<sub>2</sub>) концентрировали в капиллярной криогенной ловушке, охлаждаемой жидким азотом. Затем при импульсном нагреве ловушки накопленные в ней вещества переносили в хроматографическую систему. После завершения ГХ/МС анализа проводили высокотемпературный пиролиз остатка при 900 °С (максимальная достижимая температура) в тече-

ние 5 мин. Выделенные при этом летучие продукты аккумулировали в ловушке и исследовали аналогичным образом.

Для анализа использовали хроматографическую колонку производства SGE 60 м × 0,25 мм × 0,25 мкм с неполярной фазой ВРХ-5, поток газа-носителя (гелия) составлял 1,6 см<sup>3</sup>/мин (при 35 °С), температурная программа была следующей: изотерма 35 °С в течение 2 мин, далее — повышение температуры до 290 °С со скоростью 10 °С/мин.

Масс-спектрометрический детектор работал в режиме ионизации электронным ударом, энергия электронов составляла 70 эВ. Хроматограммы записывали в диапазоне от 35 до 450 m/z в режиме регистрации положительных ионов. Аналитические данные интерпретировали с помощью программного пакета Xcalibur (Thermo Scientific) и электронных библиотек масс-спектров NIST 2005 и Willey Registry, 8 ed. В рамках работы проводили качественный анализ и давали приближённую количественную оценку соотношения выделенных летучих продуктов.

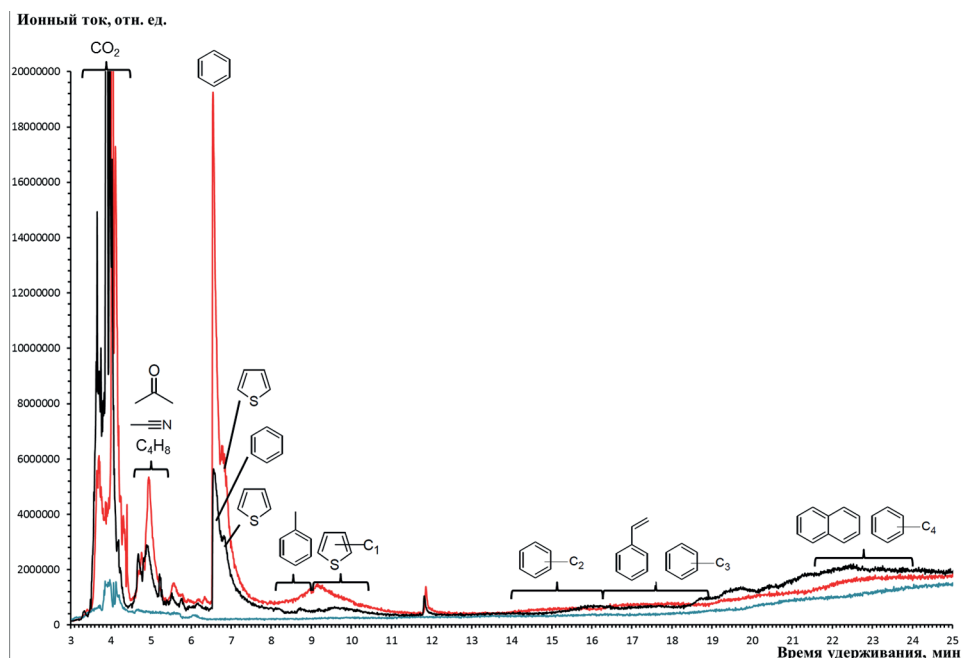
*РФЭС-анализ.* Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии были выполнены анализы шлифов Ефремовки и GRANDI. Шлифы предварительно протравливали на глубину ~1000 Å аргоновой плазмой. Поверхностный слой, загрязнённый примесями из окружающей среды, исследованию не подвергали. Точность определения положения компонентов спектральной линии составляла ±0,02 эВ, а относительная погрешность при оценке содержания элементов — ±5 % при их концентрации >10 ат. %. Более низкие концентрации (<10 ат. %) определялись с точностью ±10 %. Для интерпретации получаемых спектров использовали электронную базу данных [Warner et al., 2010]. Результаты РФЭС использовали не только для оценки элементного состава, но и для определения состояния и характера связи атомов углерода в исследуемых объектах.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Качественный состав летучих органических соединений (ЛОС), выделившихся при пиролизе 40 мг тонкоизмельчённого основного вещества метеорита при 460 °С, подобен составу ЛОС из аналогичного количества тёмного включения GRANDI. ЛОС представлены ароматическими углеводородами (бензолом, толуолом, ксилолами, алкилбензолами с боковыми цепями от C<sub>2</sub> до C<sub>4</sub> включительно, нафталином и метилнафталинами), тиофеном, метилтиофенами и некоторым количеством ацетонитрила, бензонитрила, ацетона и лёгких непредельных углеводородов (C<sub>4</sub>). В количественном выражении выход ЛОС из вещества GRANDI в несколько раз ниже, чем из матрицы Ефремовки. Хроматограммы продуктов пиролиза при 460 °С приведены на рисунке. При последующем пиролизе остатков при 900 °С были выделены только незначительные количества бензола и толуола.

РФЭС-анализ позволил достоверно установить по положению интенсивности спектральных линий, соответствующих энергиям связей 284,8...284,9 эВ, что GRANDI содержит существенно больше элементарного углерода (14,4 ат. %), чем Ефремовка (3,6 ат. %).





Хроматограммы продуктов пиролиза при 460 °С Ефремовки (красный), GRANDI (чёрный). Синим показана хроматограмма холостого опыта

Что касается характера связей и строения функциональных групп, образованных углеродом, входящим в состав органического вещества, то интерпретация спектральных данных в этом случае затруднена и неоднозначна. Однако имеются некоторые указания на то, что в состав вещества GRANDI входит углерод в виде конденсированных полициклических ароматических систем. В частности, в спектре присутствуют линии, принадлежащие предположительно нафталину и дифенилу.

## ВЫВОДЫ

В целом, вещества GRANDI, как и Ефремовка, выделяют при пиролизе намного меньше летучей органики, чем углистые хондриты других классов (СМ, СО) [Zaitsev et al., 2013], что согласуется с более высокой степенью метаморфизма родительского тела метеорита Ефремовка, который относится к классу CV3.

Можно считать, что качественный состав летучей низкомолекулярной органики и термолабильных функциональных групп и мостиков, содержащихся в высокомолекулярном органическом веществе в составе GRANDI и Ефремовки практически одинаков.

По содержанию углерода тёмное включение GRANDI сильно превосходит Ефремовку и, возможно, представляет собой материал из другого источника. Углерод в составе GRANDI в значительной степени входит в состав термически стойких полициклических ароматических структур. Можно предположить,

что к формированию этих структур в углеродистом веществе GRANDI привели высокотемпературные условия формирования и эволюции.

Разрешение вопроса об условиях формирования вещества Ефремовки и тёмных включений требует комплексного подхода, т.е. детального анализа всех данных об их химии, минералогии, петрографии и структуре углеродистого вещества.

Авторы благодарят М.А. Иванову, К.А. Лоренца, А.В. Корочанцева (Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского Российской академии наук, ГЕОХИ РАН) за предоставленное метеоритное вещество и Ю.П. Дикова (Институт геологии рудных месторождений, петрографии, минералогии и геохимии РАН, ИГЕМ РАН) за проведение анализов методом РФЭС.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Алексеева, 1985] *Алексеева К. В.* Пиролитическая газовая хроматография. М.: Химия, 1985. 256 с.
- [Павлова, 1983] *Павлова С.-С. А., Журавлёва И. В., Толчинский Ю. И.* Термический анализ органических и высокомолекулярных соединений (Методы аналитической химии). М.: Химия, 1983. 120 с.
- [Alexander, 2007] *Alexander C. M. O'D., Fogel M., Yabuta H., Cody G. D.* The origin and evolution of chondrites recorded in the elemental and isotopic compositions of their macromolecular organic matter // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 2007. V. 71. P. 4380–4403.
- [Ivanova et al., 2014] *Ivanova M. A., Lorenz C. A., Korochantsev A. V., Zaitsev M. A., Gerasimov M. V.* A large dark inclusion in the Efremovka meteorite // 45<sup>th</sup> Lunar and Planetary Science Conf. 2014. Abstr. N. 1014.
- [Krot et al., 1999] *Krot A. N. et al.* Mineralogy, petrography and bulk chemical, iodine-xenon, and oxygen-isotopic compositions of dark inclusions in the reduced CV3 chondrite Efremovka // *Meteoritics and Planetary Science*. 1999. V. 34. N. 1. P. 67–89.
- [Levy et al., 1970] *Levy R. L., Wolf C. J., Oro J.* A gas chromatographic method for characterization of the organic content present in an inorganic matrix // *J. Chromatographic Science (JCS)*. 1970. V. 8. N. 9. P. 524–526.
- [Okumura, Mimura, 2011] *Okumura F., Mimura K.* Gradual and stepwise pyrolyses of insoluble organic matter from the Murchison meteorite revealing chemical structure and isotopic distribution // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 2011. V. 75. N. 22. P. 7063–7080.
- [Simmons et al., 1969] *Simmons P. G., Shulman G. P., Stenmdridge C. H.* Organic analysis by pyrolysis-gas chromatography-mass spectrometry. A candidate experiment for the biological exploration of Mars // *J. Chromatographic Science (JCS)*. 1969. V. 7. N. 1. P. 36–41.
- [Warner et al., 2010] *Warner C. D., Naumkin A. V., Kraut-Vass A., Allison J. W. et al.* NIST X-ray Photoelectron Spectroscopy Database (NIST Standart Database 29, Version 3.5). 2010. URL: <http://srdata.nist.gov/xps/>.
- [Zaitsev et al., 2013] *Zaitsev M. A., Gerasimov M. V., Safonova E. N., Ivanova M. A., Lorenz C. A., Korochantsev A. V., Dikov Yu. P.* Comparative investigation of organic components in the Murchison (CM2) and Kainsaz (CO3) carbonaceous chondrites // 44<sup>th</sup> Lunar and Planetary Science. Conf. 2013. Abstr. N. 1905.

## **A COMPARATIVE INVESTIGATION OF THE CARBONACEOUS MATTER IN THE MATRIX AND IN THE LARGE DARK INCLUSION GRANDI OF THE EFREMOVKA CV3 CHONDRITE: PRELIMINARY RESULTS**

*M. A. Zaitsev<sup>1</sup>, M. V. Gerasimov<sup>1</sup>, E. N. Trubina<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

<sup>2</sup> D. Mendeleev University of Chemical Technology of Russia

New results of a comparative investigation of the carbonaceous matter in Efremovka CV3 chondrite and in its large dark inclusion GRANDI (Grand Dark Inclusion) are presented. The Efremovka host material released more amounts of organic compounds during pyrolysis than the GRANDI material. Although the qualitative composition of the identified substances was almost the same. It has been shown by X-ray photoelectron spectroscopy (XPS) that the GRANDI contains more amount of elementary carbon than the Efremovka host.

*Keywords:* dark inclusions, carbonaceous chondrites, Efremovka, GRANDI, comparative investigation.

---

**Zaitsev** Maxim Andreevich — junior scientist, mzaitsev@iki.rssi.ru

**Gerasimov** Mikhail Vladimirovich — PhD, head of laboratory, mgerasim@mx.iki.rssi.ru

**Trubina** Eugenia Nikolaevna — student, evgeniya.trubina.1992@mail.ru

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МНОГОПороГОВОГО ДЕКОДИРОВАНИЯ В СИСТЕМАХ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ

*В. В. Золотарёв<sup>1</sup>, Г. В. Овечкин<sup>2</sup>, Д. А. Шевляков<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

<sup>2</sup> Рязанский государственный радиотехнический университет (РГРТУ)

Рассмотрены вопросы, связанные с эффективностью декодирования многопороговых методов коррекции ошибок в современных системах дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ). Результаты проведенного исследования показали, что наиболее подходящими к применению в системах ДЗЗ по данным критериям являются многопороговые декодеры (МПД) самоортогональных кодов. МПД позволяют почти оптимально декодировать даже очень длинные коды с линейной от длины кода сложностью реализации, демонстрируя при этом хорошую корректирующую способность.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

*Ключевые слова:* беспроводные системы передачи данных, помехоустойчивое кодирование, самоортогональные коды, многопороговые декодеры, достоверность передачи данных, компьютерное моделирование, межсимвольная интерференция.

Современные дистанционные методы зондирования объектов, особенно космические, открыли качественно новый этап в информационном обеспечении исследований и разработок в науках о Земле и хозяйственной практике. В настоящее время большую часть данных получают с помощью искусственных спутников Земли. Данные в дистанционном зондировании Земли (ДЗЗ) в настоящее время — это аэрокосмические снимки, которые представляются в цифровой форме в виде растровых изображений [Токарева, 2010].

Улучшение оптических характеристик аппаратуры, используемой в системах ДЗЗ, приводит к улучшению качества формируемых изображений и к существенному увеличению объема информации, которую необходимо передать на Землю. При этом достоверность передачи также должна быть очень высокой даже при большом уровне шума в канале связи. Для решения этой задачи необходимо использовать помехоустойчивые коды, для которых существуют эффективные и быстродействующие декодеры. Очевидно, что самыми быстрыми будут декодеры, которые состоят только из простейших и самых быстродействующих элементов микроэлектроники — больших блоков памяти или длинных регистров сдвига. Более того, в них не должно быть длинных цепей обратных связей, которые сильно снижают скорость продвижения данных по таким регистрам. В настоящее время одним из лучших, по соотношению эффективности и сложности реализации, является метод многопорогового декодирования (МПД) самоортогональных кодов (СОК), характеризующийся значительными уровнем энергетического выигрыша и очень высоким быстродействием.

---

**Золотарёв** Валерий Владимирович — доктор технических наук, старший научный сотрудник

**Овечкин** Геннадий Владимирович — доктор технических наук, доцент

**Шевляков** Дмитрий Александрович — инженер-программист, аспирант, dima-shevelyakov@ya.ru

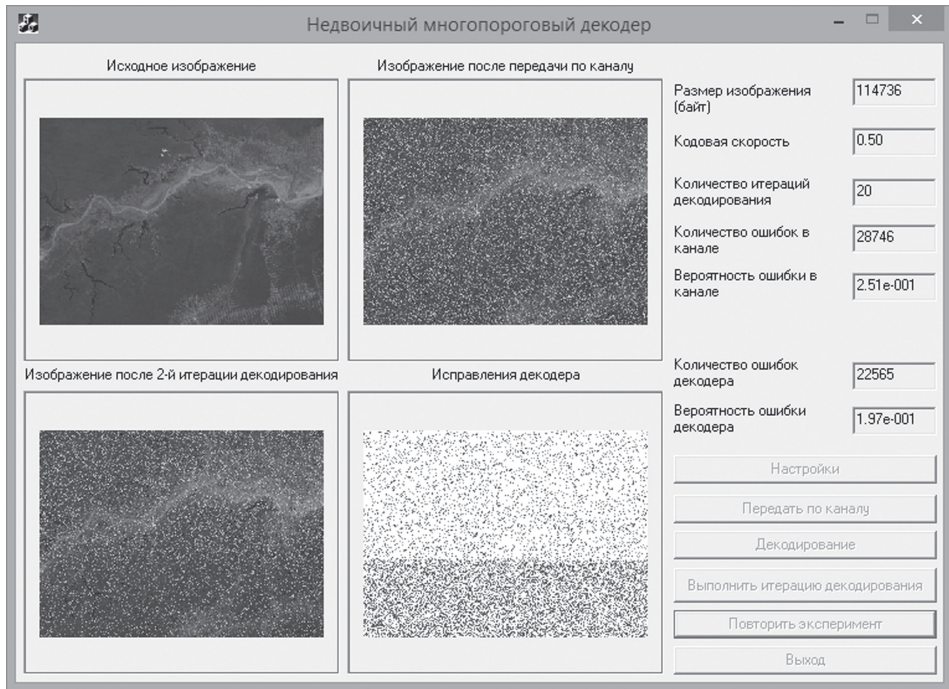


Рис. 1. Интерфейс программы недвоичного МПД

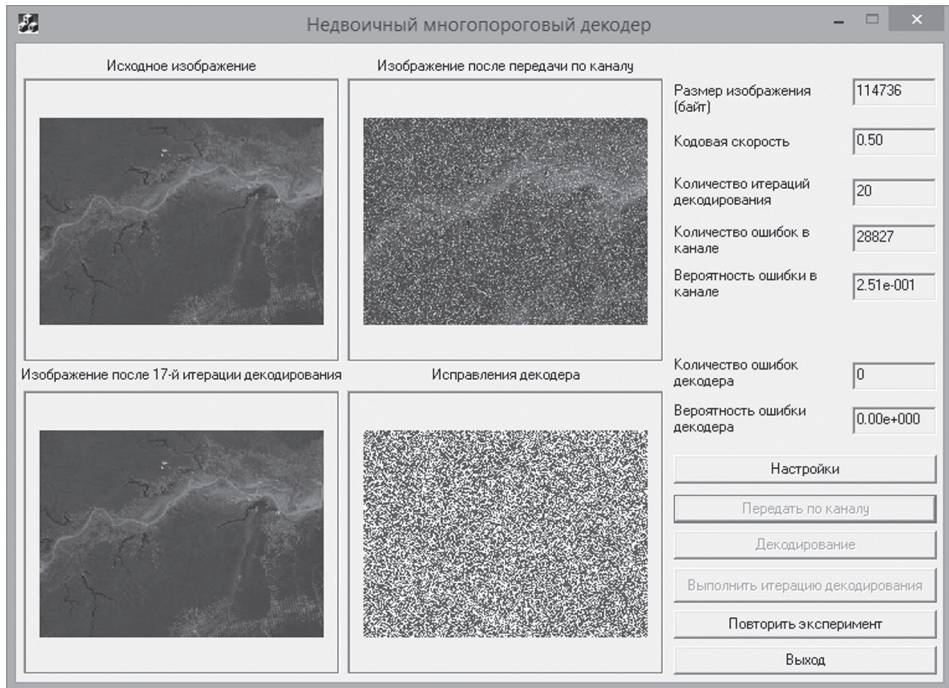


Рис. 2. Интерфейс программы недвоичного МПД

МПД-декодер состоит из регистров сдвига, сумматоров по модулю 2, пороговых элементов и выполняет лишь простейшие операции суммирования и сравнения небольших целых чисел. Это техническое решение превращает МПД в теоретически самое быстродействующее устройство для декодирования данных, так как при этом регистры сдвига декодера перемещают данные с максимально возможной для них скоростью, поскольку оценки порогового элемента декодера всегда появляются прямо в момент сдвига данных по регистру. Еще одним достоинством многопороговых методов декодирования является гибкость настройки его параметров, которая позволяет оптимизировать работу МПД для конкретных (реальных) условий работы и, тем самым, добиться наибольшего энергетического выигрыша кодирования (ЭВК). Подробное описание и принцип работы МПД можно найти в работах [Золотарев, 2006; Золотарев и др., 2008].

Для наглядности вышеупомянутых достоинств представим результаты работы программы, которая моделирует процесс передачи изображения по каналу связи, после чего восстанавливает его с помощью недвоичного МПД, построенного по тому же принципу, что и обычный МПД. Интерфейс программы представлен на рис. 1.

Работа программы заключается в следующем: имеются некоторые исходные данные — изображение, которое искажается в процессе передачи по каналу в ДЗЗ. В качестве начальных параметров необходимо установить вероятность ошибки в канале и загрузить исходное изображение, после чего произвести передачу по каналу связи. Полученное некоторое зашумленное изображение в последующем декодируется с помощью недвоичного МПД байтовых последовательностей с параллельным каскадированием. Промежуточные результаты после каждой итерации (после 2-й на рис. 1) декодирования будут отображать нижние рисунки. Отметим что максимальное количество итераций 20, кодовая скорость  $8/16$  и минимальное кодовое расстояние  $d = 17$ .

Проведённое исследование показывает, что за 17 итераций удалось восстановить изображение до исходного при вероятности ошибки в канале, равной 0,25 (рис. 2). Полученные результаты позволяют рекомендовать МПД для использования в современных системах ДЗЗ с целью обеспечения высокой достоверности и скорости передачи.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Токарева, 2010] *Токарева О. С.* Обработка и интерпретация данных дистанционного зондирования Земли: уч. пособие. Томск: Изд-во ТПУ, 2010. 148 с.
- [Золотарёв, 2006] *Золотарёв В. В.* Теория и алгоритмы многопорогового декодирования / Под ред. Ю. Б. Зубарева. М.: Радио и связь; Горячая линия — Телеком, 2006. 276 с.
- [Золотарёв и др., 2008] *Золотарёв В. В., Зубарев Ю. Б., Овечкин Г. В.* Обзор методов помехоустойчивого кодирования с использованием многопороговых алгоритмов // Цифровая обработка сигналов. 2008. № 1. С. 2–11.



## APPLICATION OF METHODS MULTITHRESHOLD DECODING IN REMOTE SENSING SYSTEM

V. V. Zolotarev<sup>1</sup>, G. V. Ovechkin<sup>2</sup>, D. A. Shevlyakov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

<sup>2</sup> Ryazan State Radio Engineering University (RSREU)

The problems related to the efficient decoding multithreshold error correction techniques in modern systems earth remote sensing. Results of the study showed that the most suitable for use in remote sensing system according to these criteria are multithreshold decoders (MTD) self-orthogonal codes. MTD allow almost optimally decode even very long linear codes with code length implementation complexity, demonstrating a good correction capability.

*Keyword:* wireless communication system, error-correcting coding, self-orthogonal codes, multithreshold decoders, data transmission reliability, computer simulation, intersymbol interference.

---

**Zolotarev** Zolotarev Valery Vladimirovich — doctor of technical sciences, senior researcher

**Ovechkin** Ovechkin Gennady Vladimirovich — doctor of technical sciences, docent

**Shevlyakov** Dmitry Aleksandrovich — programming engineer, postgraduate, dima-shevlyakov@ya.ru



## ИССЛЕДОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ ДВУХЧАСТОТНОГО РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ СИГНАЛАМИ СПУТНИКОВ ГЛОНАСС

*Д. А. Когогин, И. А. Насыров*

Казанский (Приволжский) федеральный университет (КФУ)

Представлены результаты измерения полного электронного содержания (ПЭС) в ионосфере Земли при воздействии на неё мощного коротковолнового радиоизлучения стенда «Сура» на сети ГНСС-станций (Глобальные Навигационные Спутниковые Системы) в пространственно-разнесённых пунктах, расположенных вдоль геомагнитной широты стенда «Сура»: пос. Васильсурск, пос. Зеленодольск; пос. Казань. В ходе нескольких экспериментальных компаний были выбраны дни, когда во время работы стенда «Сура» спутники ГЛОНАСС (ГЛОбальная НАвигационная Спутниковая Система) пролетали над диаграммой направленности антенной системы (ДНАС) стенда. По результатам обработки полученных данных обнаружено и подтверждено наличие вариаций ПЭС на траектории распространения сигнала от спутника ГЛОНАСС, пролетавшего над возмущённой областью. Вариации ПЭС достигают 0,15...0,3 TECU ( $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ эл/м}^2$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-02-00957-а).

*Ключевые слова:* ионосфера; полное электронное содержание; ПЭС; крупномасштабные ионосферные неоднородности; GPS; стенд «Сура»; мощное коротковолновое радиоизлучение.

Для планирования и постановки эксперимента по диагностированию флуктуаций электронной плотности ионосферной плазмы разработана методика детектирования крупномасштабных неоднородностей, стимулированных мощным наземным радиоизлучением стенда «Сура». В качестве источников сигналов используются навигационные спутники ГЛОНАСС, излучающие в микроволновом диапазоне.

Возмущённая область ионосферы создавалась стендом над районом посёлка Васильсурск в загородной лаборатории Научно-исследовательского радиофизического института (НИРФИ) «Васильсурск» ( $56^\circ 09'$  с. ш.,  $46^\circ 06'$  в. д.) (рис. 1). Для воздействия на ионосферу во всех сеансах использовалась волна обыкновенной поляризации. Диаграмма направленности антенной системы (ДНАС) стенда «Сура» ориентировалась либо в зенит, либо наклонялась к югу на  $12^\circ$  в область «Магнитного зенита».

Частота воздействия ( $f_B$ ) выбиралась исходя из условия  $f_B < f_oF2$ , критическая частота  $F2$ -слоя ( $f_oF2$ ) варьировалась в пределах от 4,4 до 6,0 МГц. Эффективная излучаемая мощность на выбранных частотах составляла 65...150 МВт в зависимости от количества задействованных в работе передатчиков стенда, антенных секций и рабочей частоты.

Регистрация сигналов от навигационных спутников осуществлялась в пространственно-разнесённых пунктах, расположенных вдоль геомагнитной широты стенда «Сура»: пос. Васильсурск (расположен в непосредственной близости антенной системы стенда «Сура»); использовался ГНСС-приёмник

**Когогин** Денис Александрович — аспирант, [dkogogin@kpfu.ru](mailto:dkogogin@kpfu.ru)

**Насыров** Игорь Альбертович — кандидат физико-математических наук, доцент, [inasurov@kpfu.ru](mailto:inasurov@kpfu.ru)

Prigo-T); пос. Зеленодольск (55° 52' с. ш., 48° 33' в. д.; использовался ГНСС-приёмник Trimble NetR9); пос. Казань (55° 48' с. ш., 49° 08' в. д.; используется ГНСС-приёмник Trimble NetR9). Расстояния между измерительными пунктами: Васильсурск-Зеленодольск — ~160 км; Васильсурск-Казань — ~200 км. Каждый из ГНСС-приёмников позволял осуществлять непрерывную запись сигналов от систем ГЛОНАСС и GPS (Global Positioning System — система глобального позиционирования). Принимаемые от навигационных спутников радиосигналы позволяли проводить следующие типы измерений: 1) псевдодальномерные измерения по P- и C/A-коду; 2) фазовые измерения поддиапазонов L1 и L2 (L1 ГЛОНАСС — 1602 МГц + К (562,5 кГц); L2 ГЛОНАСС — 1246 МГц + К (437,5 кГц), где К — номер несущей частоты от -7 до +6).

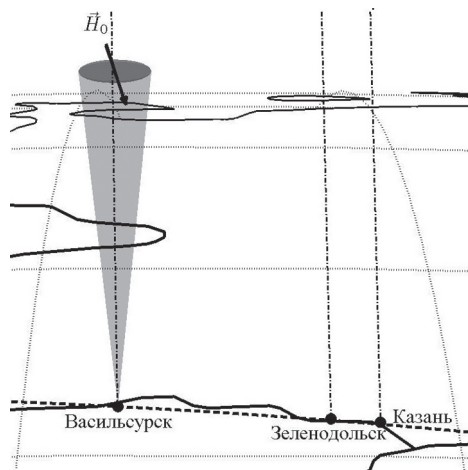


Рис. 1. Постановка эксперимента по измерению вариаций ПЭС во время воздействия на ионосферу мощным радиоизлучением стенда «Сура»

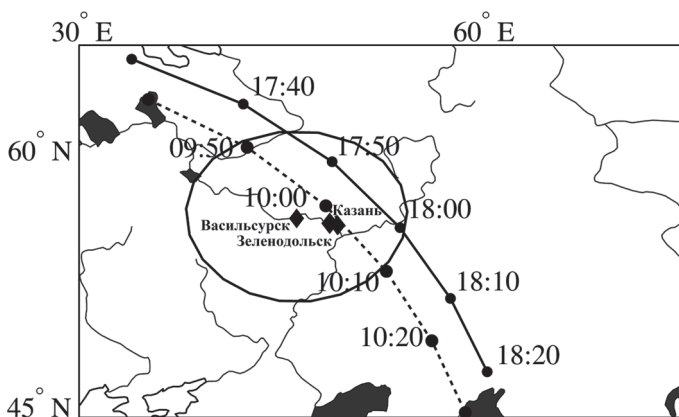
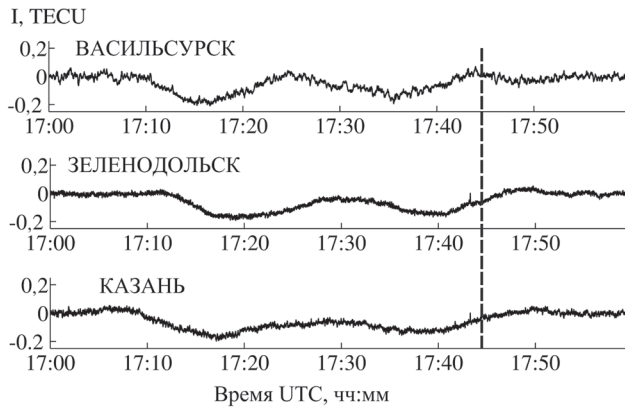
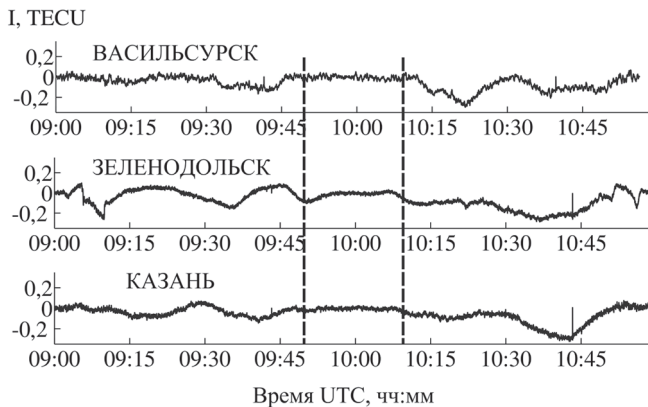


Рис. 2. Расположение пунктов приёма сигналов от ГНСС (отмечено ромбами на карте); линия с маркерами времени (отмечены точками) — трасса и время (UTC) прохождения спутника ГЛОНАСС № 10 (сплошная линия) и ГЛОНАСС № 04 (пунктирная линия) 14.03.2013 г.



**Рис. 3.** Вариации ПЭС, зарегистрированные для трёх пунктов наблюдения (Васильсурск, Зеленодольск, Казань) 14.03.2013 г. для спутника ГЛОНАСС № 10 (вертикальными пунктирными линиями отмечен интервал пролёта спутника ГЛОНАСС № 10 над ДНАС станда «Сура» (большой эллипс на рис. 2)). Режим излучения мощной волны — 2 мин нагрев, 2 мин — пауза



**Рис. 4.** Вариации ПЭС, зарегистрированные для трёх пунктов наблюдения (Васильсурск, Зеленодольск, Казань) 14.03.2013 г. для спутника ГЛОНАСС № 04 (вертикальными пунктирными линиями отмечен интервал пролёта спутника ГЛОНАСС № 04 над ДНАС станда «Сура» (большой эллипс на рис. 2)); режим излучения мощной волны — 2 мин нагрев, 2 мин — пауза

14 марта 2013 г. над стандом «Сура» проходили два спутника в утренние и вечерние часы (рис. 2–4). Нагрев ионосферы 14.03.2013 г. производился в интервалах времени 09:00–14:49 и 17:00–18:09 (UTC) на частотах воздействия ( $f_B$ ) 8,1 МГц/8,8 МГц и 4,74 МГц соответственно. ДНАС была направлена вертикально вверх. На рис. 2 представлена проекция орбитального движения спутников ГЛОНАСС № 10 и ГЛОНАСС № 04 на поверхность Земли. Большим эллипсом (рис. 2) обозначено местоположение проекции главного лепестка ДНАС станда «Сура» на высоте пролёта спутников ГЛОНАСС.

Расчёт орбитального движения спутников производился с помощью файлов навигационных сообщений, входящих в состав RINEX-файла [Werner, Lou,

2008]. Для определения ПЭС использовалась методика, описанная в работах [Рябов и др., 2011; Шиндин и др., 2012]. Результаты обработки вариаций ПЭС для измерений 14 марта 2013 г. представлены на рис. 3 и 4. Вертикальными пунктирными линиями (см. рис. 3, 4) отмечено время пересечения спутником ДН стенда «Сура» (временной интервал пролёта ДН).

7 ноября 2013 г. над стендом «Сура» проходил спутник ГЛОНАСС № 03 в ночные часы (время московское, МСК) (рис. 5). Нагрев ионосферы 07.11.2013 г. производился в интервале 14:41–17:46 (всемирное координированное время, Coordinated Universal Time, UTC) на частотах воздействия ( $f_B$ ) 4,54 МГц. ДНАС была направлена вертикально вверх. На рис. 5 представлена проекция орбитального движения спутника ГЛОНАСС № 03 на поверхность Земли.

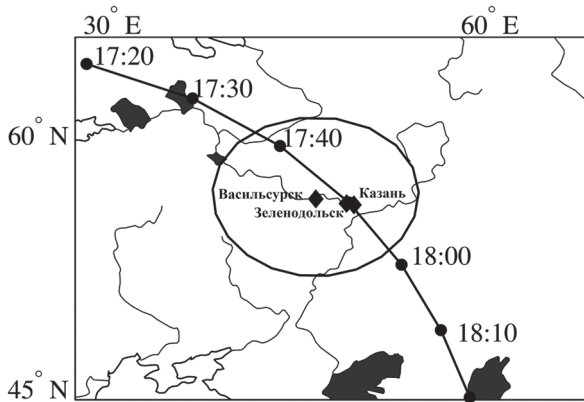


Рис. 5. Расположение пунктов приёма сигналов от ГНСС (отмечено ромбами на карте); линия с маркерами времени (отмечены точками) — трасса и время (UTC) прохождения спутника ГЛОНАСС № 03 (сплошная линия) 07.11.2013 г.

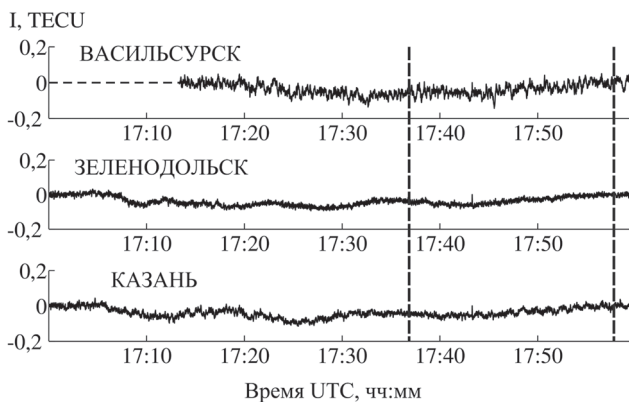


Рис. 6. Вариации ПЭС, зарегистрированные для трёх пунктов наблюдения (Васильсурск, Зеленодольск, Казань) 14.03.2013 г. для спутника ГЛОНАСС № 03 (вертикальными пунктирными линиями отмечен интервал пролёта спутника ГЛОНАСС № 03 над ДНАС стенда «Сура» (большой эллипс на рис. 2)); режим излучения мощной волны — 5 мин нагрев, 5 мин — пауза

Магнитуа вариаций ПЭС для всех трёх пунктов наблюдения (Васильсурск, Зеленодольск, Казань) (рис. 6) составляет 0,15...0,3 TECU. Вариации коррелируют со временем нагрева ионосферы мощной радиоволной. Скорость распространения крупномасштабного ионосферного возмущения, стимулированного мощной радиоволной, вдоль геомагнитной широты составляет порядка 320 м/с в направлении запад-восток. По предварительным оценкам поперечный масштаб неоднородностей составляет порядка 30...60 км.

Кроме того, зарегистрировано понижение ПЭС (до 0,4 TECU) во всех трёх пунктах наблюдения, связанное с прохождением солнечного терминатора вдоль линии Казань-Зеленодольск-Васильсурск, т. е. в направлении восток-запад.

В заключение необходимо отметить, что остаётся открытым вопрос о физике процессов, лежащих в основе генерации крупномасштабных ионосферных неоднородностей под воздействием высокочастотной мощной радиоволны, распространяющейся на столь большие расстояния (~200 км) поперёк силовых линий геомагнитного поля.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Рябов и др., 2011] *Рябов А. В., Грач С. М., Шиндин А. В., Котик Д. С.* Исследование характеристик крупномасштабных неоднородностей ионосферы, вызванных воздействием на неё мощного коротковолнового радиоизлучения, с помощью сигналов GPS // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2011. Т. 54. № 7. С. 485–496.
- [Шиндин и др., 2012] *Шиндин А. В., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Рябов А. В.* Пространственная корреляция крупномасштабных неоднородностей плотности (по данным анализа GPS-сигналов) и искусственного оптического свечения в линии 630 нм в ионосфере, возмущенной мощной радиоволной // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. 2012. № 4(1). С. 105–113.
- [Werner, Lou, 2008] *Werner G., Lou E.* The Receiver Independent Exchange Format (RINEX). v. 2.11 / Пер. на рус. яз. Чукин В. В., Кононова Е. А. М.: РГТУ, 2008. 42 с.

## RESEARCH OF LARGE IONOSPHERIC IRREGULARITIES USING BY DUAL FREQUENCY SOUNDING GLONASS

*D. A. Kogogin, I. A. Nasyrov*

Kazan (Volga region) federal university (KFU)

The results of observations of ionospheric total electron content (TEC) variations caused by powerful radio emission of SURA facility are presented in the report. Parameters of TEC variations are obtained by dual-frequency global navigation satellite systems (GNSS) diagnostics. Registration of signal parameters from GNSS-transmitters performed at four spatially separated sites: Vasilsursk, Zelenodolsk, Kazan. TEC variations correlated with pumping of ionosphere by SURA facility were detected. Magnitudes of TEC variations reached 0.15...0.3 TECU.

*Keywords:* ionosphere, TEC, large-scale irregularities, GLONASS, GPS, powerful radio emission.

**Kogogin** Denis Aleksandrovich — postgraduate, dkogogin@kpfu.ru

**Nasyrov** Igor Albertovich — associate professor, PhD, inasyrov@kpfu.ru

## ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗАПЯТНЁННОСТИ ВТОРИЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ DE CVn

*А. И. Колбин, В. В. Шиманский, А. И. Галеев*

Казанский (Приволжский) федеральный университет (КФУ)

В работе приведён фотометрический анализ запятнённости вторичной компоненты DE CVn. Моделирование запятнённости было проведено на основе двухпятенной модели звезды. Поиск параметров пятен проводился с использованием данных в двух фотометрических полосах. Получена карта распределения пятен по поверхности звезды, сделана оценка запятнённости.

*Ключевые слова:* звёздные пятна, тесные двойные системы, DE CVn.

### ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям, предкатаклизмические двойные системы образуются из широких пар, когда более массивная компонента проходит стадию сверхгиганта и поглощает своей оболочкой вторичную компоненту. Испытываемое поглощённой компонентой трение приводит к интенсивной потере её углового момента и сближению с ядром сверхгиганта. После сброса оболочки наблюдается тесная двойная система из белого карлика и холодной компоненты.

Благодаря приливной синхронизации вращательного и орбитального периода ( $\sim 1$  сут) холодная компонента часто приобретает высокие скорости вращения, способствующие интенсивной генерации магнитных полей в её недрах, и, как следствие, сильной запятнённости её поверхности [Parker, 1955].

Одним из представителей предкатаклизмических звёзд является система DE CVn. Это яркая ( $V = 12,8^m$ ) затменно-переменная система, состоящая из холодного белого карлика ( $\sim 8000$  К) и красного карлика спектрального класса M3V [Van den Besselaar, 2007]. Система демонстрирует внезатменные изменения блеска, по-видимому обусловленные запятнённостью поверхности холодной компоненты. Кроме того, в системе наблюдаются вспышки, похожие на хромосферные, которые являются ещё одним индикатором повышенной магнитной активности холодной компоненты.

### НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Фотометрические наблюдения системы DE CVn были проведены на 1,5-метровом российско-турецком телескопе обсерватории TUBITAC, Турция. Телескоп был оснащён фотометром с ПЗС-матрицей ANDOR, расположенным в кассегреновском фокусе телескопа. Наблюдения проводились при глубоком термоэлектронном охлаждении матрицы  $-60$  °С. Фотометрирование звезды проводилось в фильтрах В, V, R 15, 16, 17 и 19 марта 2009 г. при хороших астроклиматических условиях.

**Колбин** Александр Иванович — аспирант, kolbinalexander@mail.ru

**Шиманский** Владислав Владимирович — доцент, кандидат физико-математических наук

**Галеев** Алмаз Ильсурович — ассистент, кандидат физико-математических наук

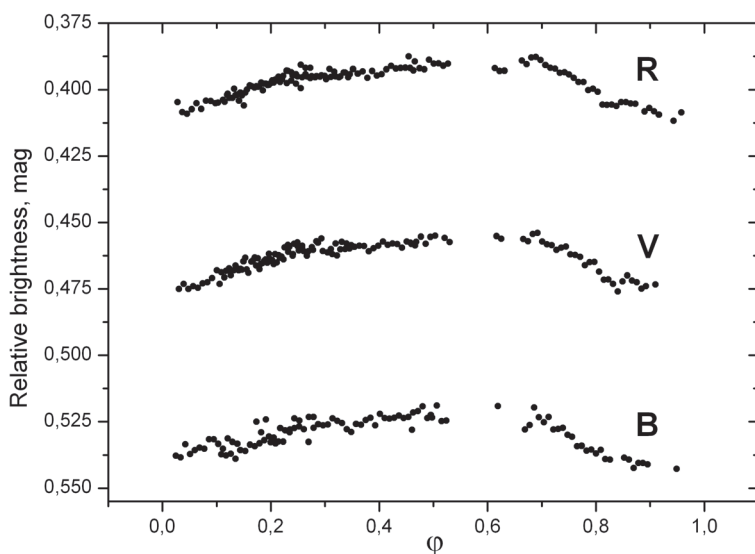


Рис. 1. Кривые блеска холодной компоненты системы DE CVn в фильтрах B, V, R

Обработка наблюдательного материала была проведена при помощи стандартных процедур программы Maxim DL. Дифференциальная фотометрия звезды получена относительно звезды с координатами ( $\alpha_{2000} = 13\text{h}26\text{m}27.96\text{s}$ ;  $\delta_{2000} = +45^\circ 33' 13.44''$ ). Фотометрирование звезды сравнения относительно контрольной звезды не показало переменности первой в течение наблюдательного периода. Найденные по контрольным звездам оценки точности фотометрии равны  $\sigma_B = 0,008^m$ ,  $\sigma_V = 0,007^m$ ,  $\sigma_R = 0,005^m$ .

Из кривых блеска системы был вычтен вклад белого карлика на основе измеренных значений глубины затмения. Перевод кривых блеска из шкалы юлианских дат в шкалу фаз орбитального периода проводился согласно эфемеридам

$$HJD = 2452784,5533 \pm 0,3641394E, \quad (1)$$

приведённым в статье [Van den Besselaar, 2007]. Полученные таким образом кривые блеска представлены на рис. 1. Видно, что кривые эти имеют асимметричную форму, по-видимому, свидетельствующую о сложной конфигурации пятен на поверхности холодной компоненты.

## МЕТОДИКА АНАЛИЗА ЗАПЯТНЁННОСТИ

Суть методики заключается в нанесении на температурно-однородную поверхность звезды температуры  $T_{ph}$  круглых температурно-однородных пятен температуры  $T_{sp}$ . Поток излучения от модели запятнённой звезды в фотометрической полосе  $q$  на фазу вращения  $p$  можно определить по формуле

$$F_{qp} = F_{qp}^{(u)} - F_{qp}^{(sp)}(T_{ph}) + F_{qp}^{(sp)}(T_{sp}), \quad (2)$$



где  $F_{qp}^{(u)}$  — поток от поверхности звезды в предположении отсутствия пятен на её видимой поверхности;  $F_{qp}^{(sp)}(T_{ph})$  и  $F_{qp}^{(sp)}(T_{sp})$  — потоки излучения от поверхности пятен с температурой  $T_{ph}$  и  $T_{sp}$ . Для вычисления потоков были использованы значения удельных интенсивностей, полученных свёрткой функций пропускания фильтров с теоретическими спектрами [Kuzucz, 1994]. Учёт эффекта потемнения диска к краю проводился на основе линейной модели

$$L(\mu) = 1 - x(1 - \mu), \quad (3)$$

где  $\mu$  — косинус угла между нормалью к поверхности и направлением на наблюдателя;  $L(\mu)$  — коэффициент потемнения диска к краю для данного значения  $\mu$ ;  $x$  — параметр потемнения, определяемый интерполяцией таблиц [Van Hamme, 1993] по температуре и логарифму ускорения силы тяжести.

Поток от пятен вычислялся путём разбиения их поверхности на элементарные площадки. Для каждой площадки определялось значение потока излучения с учётом телесного угла, под которым она видна в данный момент времени, захода площадок за видимый диск звезды и эффектов потемнения диска к краю. Суммирование потоков от видимых на данную вращательную фазу площадок даёт искомое значение потока от пятна  $F_{qp}^{(sp)}(T)$ .

Решение обратной задачи, т. е. определение параметров пятен по наблюдаемым кривым блеска, заключается в минимизации функции вида

$$\chi = \sum_{q=1}^Q \frac{1}{\sigma_q^2} \sum_{p=1}^{P_q} \left( c_q F_{qp} - F_{qp}^o \right)^2 \quad (4)$$

относительно параметров  $s_1, s_2, \dots, s_n$ . Этими параметрами являются координаты пятен и их размеры (радиусы). В состав последнего выражения входят наблюдаемые потоки звезды  $F_{qp}^o$  и ошибки их измерения  $\sigma_q^2$ . Масштабирующие коэффициенты  $c_q$ , необходимые для перевода теоретических потоков на уровень наблюдаемых потоков, определялись в предположении отсутствия пятен на видимой поверхности звезды в момент её максимального блеска. Минимизация функции (4) проводилась с использованием итерационного алгоритма Левенберга-Маквардта.

## КАРТИРОВАНИЕ ХОЛОДНОЙ КОМПОНЕНТЫ

Картирование поверхности холодной компоненты DE CVn проводилось на основе данных кривых блеска звезды в полосах V и R. Оценка температуры незапятнённой поверхности звезды была найдена из анализа глубин затмений в системе и известной оценки температуры белого карлика  $\sim 8000$  К. Найденное таким образом значение температуры составило 3900 К. Необходимое для расчёта потоков излучения значение логарифма ускорения силы тяжести было принято равным  $\log g = 4,5$ . Угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения был принят равным оценке угла наклона её орбиты  $i = 86^\circ$ , приведённой в работе [Van den Besselaar, 2007]. Температура пятен была принята равной 3500 К (нижний предел температуры в таблицах Куруца).

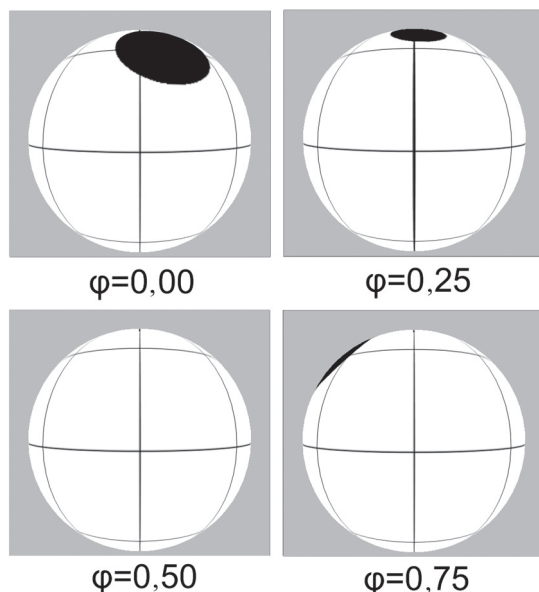


Рис. 2. Карта поверхности холодной компоненты DE CVn, полученная в разные фазы вращения

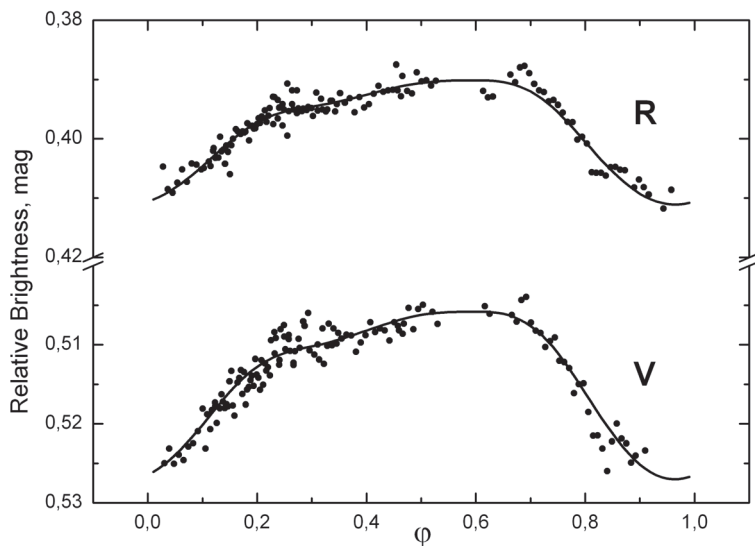


Рис. 3. Сравнение наблюдаемых и теоретических кривых блеска холодной компоненты DE CVn в фотометрических полосах V и R

Асимметричная форма кривых блеска звезды потребовала введения двух пятен для моделирования её поверхности. Полученные карты распределения пятен по поверхности звезды представлены на рис. 2, а сравнение наблюдаемых данных с кривыми блеска модели дано на рис. 3. Суммарная запятнённость оказалась равной 5 % от видимой поверхности звезды.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведён фотометрический анализ запятнённости холодной компоненты предкатаклизмической переменной DE CVn. Моделирование запятнённости поверхности звезды проводилось с использованием двухпятенной модели звезды. Полученная оценка запятнённости равна 5 % от видимой поверхности звезды и типична для быстровращающихся запятнённых звёзд [Berdyugina, 2006].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) (проект № 12-02-97006-а).

## ЛИТЕРАТУРА

- [Berdyugina, 2006] *Berdyugina S. V.* Starspots: A Key to the Stellar Dynamo // Living Rev. Solar Phys. 2006. V. 2. N. 8. 62 p. doi: 10.12942/lrsp-2005-8.
- [Kurucz, 1994] *Kurucz R.* 1994. SAO CD-ROMs.
- [Parker, 1955] *Parker E. N.* Hydromagnetic dynamo models // Astrophysical J. (ApJ). 1955. V. 122. P. 293–314.
- [Van Hamme, 1993] *Van Hamme W.* New Limb-Darkening Coefficients for Modelling Binary Starlight Curves // Astronomical J. (AJ). 1993. V. 5. 2096–2117.
- [Van den Besselaar, 2007] *Van den Besselaar E. J. M., Greimel R., Morales-Ruedal L.* et al. DE CVn: A Bright, Eclipsing Red Dwarf — White Dwarf Binary // Astronomy and Astrophysics (A&A). 2007. V. 466. P. 1031–1041.

## THE PHOTOMETRIC ANALYSIS OF THE SPOTTINESS OF THE DE CVn SECONDARY COMPONENT

*A. I. Kolbin, V. V. Shimansky, A. I. Galeev*

Kazan (Volga region) federal university (KFU)

The photometric analysis of the DE CVn secondary component spottiness have been performed. Two spot model of the star was used for spottiness modeling. The search for spot parameters was made using data of two photometric bands. The map of spots distribution and the estimation of spottiness were obtained.

*Keywords:* starspots, close binary systems, DE CVn.

---

**Kolbin** Alexander Ivanovich — postgraduate, kolbinalexander@mail.ru  
**Shimansky** Vladislav Vladimirovich — senior lecturer, PhD  
**Galeev** Almaz Ilisurovich — assistant, PhD

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ ДЕЙСТВИЯ НЬЮТОНОВОЙ ЗАДАЧИ В ЧИСЛЕННОМ РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ $N$ ТЕЛ

*К. В. Лежнин, С. А. Чернягин*

Московский физико-технический институт (государственный университет)  
(МФТИ)

В работе предложен метод регуляризации уравнений движения для столкновительных систем многих частиц. Показано, что с помощью теории возмущений в предложенном подходе можно изолировать особенность и существенно увеличить шаг интегрирования, не теряя физических эффектов, существенно влияющих на эволюцию звёздных скоплений.

*Ключевые слова:* численное моделирование, задача  $N$  тел, звёздная динамика.

## ВВЕДЕНИЕ

Решение задачи многих тел в создаваемом ими гравитационном поле имеет большое значение для астрофизических приложений. Именно задача многих тел является основополагающей при решении различных задач звёздной динамики, динамики и эволюции звёздных скоплений, галактик и галактических скоплений. Как известно, задача многих тел не имеет точного аналитического решения, если число тел превышает два. Рост числа тел ведёт к существенному увеличению требований к вычислительным ресурсам. Известно множество подходов к решению задачи многих тел: прямое интегрирование дифференциальных уравнений движения, решение уравнения Больцмана методом Монте-Карло, фоккер-планковское моделирование и т.д. В рамках первого метода одной из характерных проблем является моделирование близких прохождений тел с возможностью образования гравитационно-связанных кратных систем [Aarseth, 2001]. При расчёте динамики шаровых скоплений учёт образования таких систем необходим ввиду непосредственного влияния на эволюцию скопления на завершающих её стадиях [Lightman, Shapiro, 1978]. Именно за счёт трёхдольных процессов рассеяния с участием тесных пар происходят гравитермальный коллапс скоплений [Lynden-Bell, Wood, 1968] и гравитермальные осцилляции ядра скопления [Heggie, 2005]. Метод преодоления вычислительных трудностей, связанных с моделированием близких прохождений и образованием тесных пар, рассматривается в данной работе.

Задача двух тел в создаваемом ими гравитационном поле имеет точное решение, восходящее к Ньютону, и рассматривается в любом курсе механики (см. [Ландау, Лившиц, 2007]). Если количество тел превышает два, приходится пользоваться вычислительными методами, всё многообразие которых представлено в обзорных статьях (см., напр., [Орлов, Рубинов, 2008; Dehnen, Read, 2011; Trenti, Hut, 2008]). В настоящей работе мы будем рассматривать метод прямого решения дифференциальных уравнений движения.

---

**Лежнин** Кирилл Вячеславович — студент, klezhnin@yandex.ru

**Чернягин** Сергей Александрович — ассистент, кандидат физико-математических наук  
chernyagin71@mail.ru

Полная функция Лагранжа  $L$  для системы  $N$  гравитационно-взаимодействующих тел имеет следующий вид:

$$L = \sum L_i. \quad (1)$$

Здесь  $L_i$  — функция Лагранжа  $i$ -й частицы:

$$L_i = \frac{m_i v_i^2}{2} + \frac{G}{2} \sum_{j=1, i \neq j}^N \frac{m_i m_j}{r_{ij}}, \quad (2)$$

где  $v_i$  — модуль скорости  $i$ -го тела;  $m_i$  — масса  $i$ -го тела;  $G$  — гравитационная постоянная;  $r_{ij}$  — модуль расстояния между  $i$ -м и  $j$ -м телами. Такая функция Лагранжа приводит к следующим уравнениям движения:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = -G \sum_{j=1, i \neq j}^N \frac{m_j \mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^3}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{r}_i$  — радиус-вектор  $i$ -го тела;  $\mathbf{r}_{ij}$  — вектор, проведённый от  $i$ -го тела к  $j$ -му. При фиксированных начальных координатах и скоростях всех тел задача сводится к задаче Коши и имеет единственное решение. Итак, решение задачи  $N$  тел сводится к численному решению системы дифференциальных уравнений с фиксированными начальными условиями.

## МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ

Прямое решение данной задачи классическими методами сталкивается с большими вычислительными трудностями. Одним из первых упрощений для решения этой задачи является индивидуальный выбор шага интегрирования для каждого тела [Dehnen, Read, 2011]. Этот приём имеет смысл тогда, когда моделируемая звёздная система обладает сильной неоднородностью по плотности. В данном решении шаг выбирается согласно эмпирической формуле С. Аарсета:

$$dt = \sqrt{\eta \frac{a_i \ddot{a}_i + \dot{a}_i^2}{\dot{a}_i \ddot{a}_i + \ddot{a}_i^2}}, \quad (4)$$

где  $a_i$  — модуль ускорения  $i$ -го тела, точка обозначает производную по времени;  $\eta$  — безразмерный параметр, обычно выбираемый  $\sim 0,02$  (см. [Dehnen, Read, 2011]). Особое внимание в моделировании столкновительной динамики уделяется регуляризации близких прохождений [Aarseth, 2001]. В данной работе предлагается отличный от описанных у Аарсета метод для расчёта близких прохождений — переход к переменным действия кеплеровой задачи [Bates, 1992]. Его суть заключается в рассмотрении движения тесной пары тел как аналитически известного решения задачи двух тел, взаимодействие с остальными телами учитывается как малое возмущение.

Рассмотрим гамильтониан системы точечных частиц, взаимодействующих гравитационно по Ньютону:

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m_i} - \frac{G}{2} \sum_{i=1, j=1, i \neq j}^N \frac{m_i m_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}. \quad (5)$$

Далее рассмотрим конкретное  $p$ -е тело и допустим, что ближайшее к нему имеет номер  $k$ . Выделим часть гамильтониана, содержащую особенность, и назовём её  $H_0$ :

$$H_0 = \frac{p_p^2}{2m_p} + \frac{p_k^2}{2m_k} - \frac{Gm_p m_k}{|\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_k|}. \quad (6)$$

С точки зрения аналитической механики, наиболее просто решение кеплеровой задачи выглядит в переменных действия [Cordani, 2000]. Введём следующее действие:

$$S = j_r u_r + j_0 u_0 + j_\varphi u_\varphi, \quad (7)$$

где  $j_r, j_0$  и  $j_\varphi$  имеют вид

$$j_r = \frac{1}{2\pi} \oint p_r \, dr = \frac{1}{2\pi} \oint \sqrt{2m \left( -|E| + \frac{GMm}{r} \right) - \frac{L^2}{r^2}} \, dr, \quad (8)$$

$$j_0 = \frac{1}{2\pi} \oint p_\theta \, d\theta = \frac{1}{2\pi} \oint \sqrt{L^2 - \frac{L_z^2}{\sin^2(\theta)}} \, d\theta, \quad (9)$$

$$j_\varphi = \frac{1}{2\pi} \oint p_\varphi \, d\varphi = L_z. \quad (10)$$

Сделаем следующее линейное преобразование:

$$\begin{cases} j_E = j_r + j_0, \\ j_L = j_\theta, \\ j_{L_z} = j_\varphi. \end{cases} \quad (11)$$

Тогда действие представится в виде

$$S = j_E u_E + j_\theta u_\theta + j_\varphi u_\varphi, \quad (12)$$

где  $u_L = u_r - u_\theta$ ;  $u_E = u_r$ ;  $u_{L_z} = u_\varphi$ ; можем записать:  $u_\alpha = \omega_\alpha t$  ( $\alpha = E, L, L_z$ );

$\omega_E = \sqrt{\frac{GM}{a^3}}$ ,  $\omega_L = \omega_{L_z} = 0$ . Связь эксцентрисческой аномалии  $\xi$  с фазой  $u_E$  принимает следующий вид (для эллиптической орбиты):

$$u_E = \xi - e \cdot \sin(\xi). \quad (13)$$

Если записать уравнение Гамильтона-Якоби для гиперболической траектории в этих же переменных, то действие будет также линейно расти со временем, при этом фаза  $u_E$  связана с эксцентрисческой аномалией для гиперболической орбиты следующим образом:

$$u_E = \xi - e \cdot \text{sh}(\xi). \quad (14)$$

Теперь допустим, что пара, образованная  $k$ -м и  $p$ -м телами, достаточно тесная (приливные силы от взаимодействия с другими телами много меньше силы взаимодействия двух выбранных тел). Тогда можно рассмотреть точные траектории движения этих двух тел как невозмущённое движение, влияние

же окружающих тел учтём как малую поправку. При этом шаг интегрирования будет определяться возмущением  $V = H - H_0$  и может быть выбран существенно бóльшим, нежели шаг при обычной методике разложения в ряд и применении формулы (4) для вычисления шага. Если сравнивать данный метод с KS-регуляризацией, то главным преимуществом рассматриваемого подхода является факт, что шаг интегрирования двойной системы при  $V \rightarrow 0$  стремится к бесконечности (определяется медленной подсистемой), чего нет при использовании KS-регуляризации [Heggie, 2006]. Для более подробного ознакомления с алгоритмом следует обратиться к статье [Лежнин, Чернягин, 2014].

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

С точки зрения авторов, основная область приложения предложенного метода — исследование влияния двойных звёзд на динамические процессы, происходящие в шаровых скоплениях. Данная проблема подробно рассмотрена во множестве работ [Geller et al., 2013; Heggie, Rasio, 1996; Heggie et al., 2006; Hurley et al., 2007; Hut, Makino, 1996], однако по-прежнему не исчерпала себя целиком. Реализованный код позволяет моделировать эволюцию системы  $N \approx 3 \cdot 10^4$  частиц на времени релаксации, при этом максимальная плотность рассчитываемой конфигурации по порядку величины согласуется с наблюдениями [Hut et al., 2008]. В качестве тестовой задачи была рассмотрена кубическая конфигурация из  $2 \cdot 10^4$  звёзд одинаковой массы, равной  $1M_{solar}$ , равномерно распределённых в  $1 \text{ пк}^3$  с нулевым полным импульсом и малой температурой скопления ( $\alpha_{virial} = \frac{2E_{kin}}{E_g} \ll 1$ , где  $E_{kin}$  и  $E_g$  — полные кинетическая и гравитационная энергии скопления соответственно). Результат эволюции такой начальной конфигурации — образование шарового скопления — проиллюстрирован на рис. 1–7. Все графики представлены на момент  $t = 130\,000$  лет, притом время релаксации  $t_{rh}$  для подобной системы  $\sim 10^7$  лет, динамическое время  $t_{dyn} \approx 10^5$  лет [Spitzer, Hart, 1971].

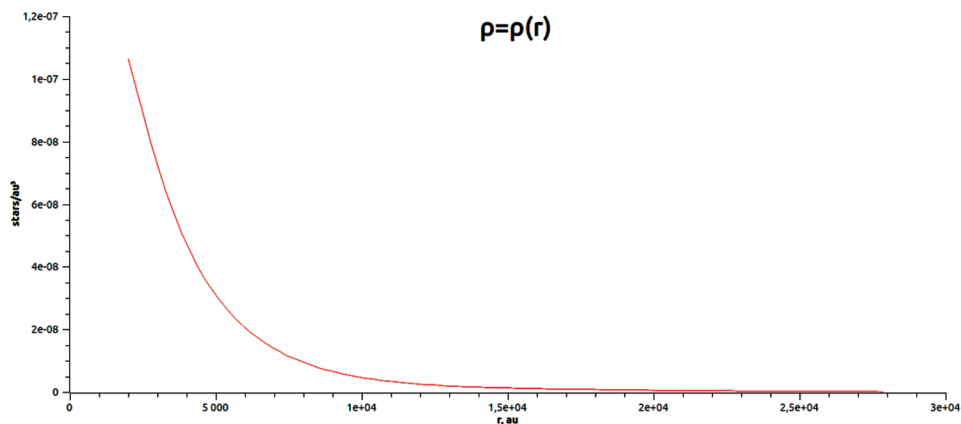


Рис. 1. Функция распределения плотности в скоплении  $\rho(r)$

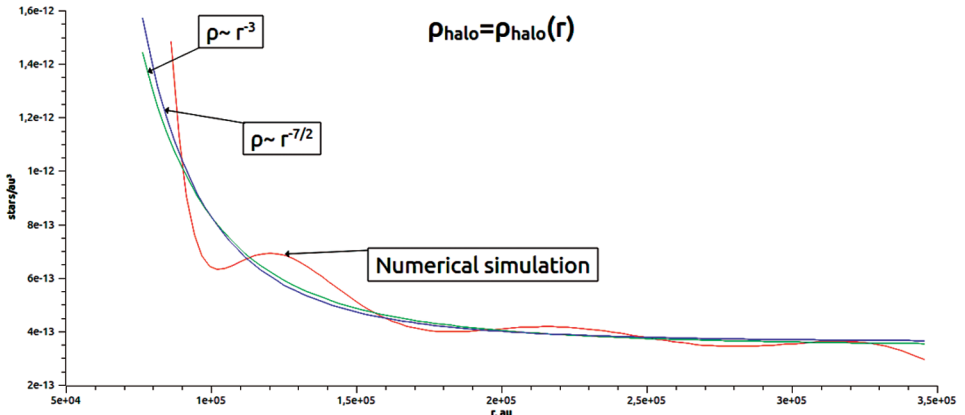


Рис. 2. Функция распределения плотности в гало скопления  $\rho_{halo}(r)$  и аналитические оценки [Lightman, Shapiro, 1978]

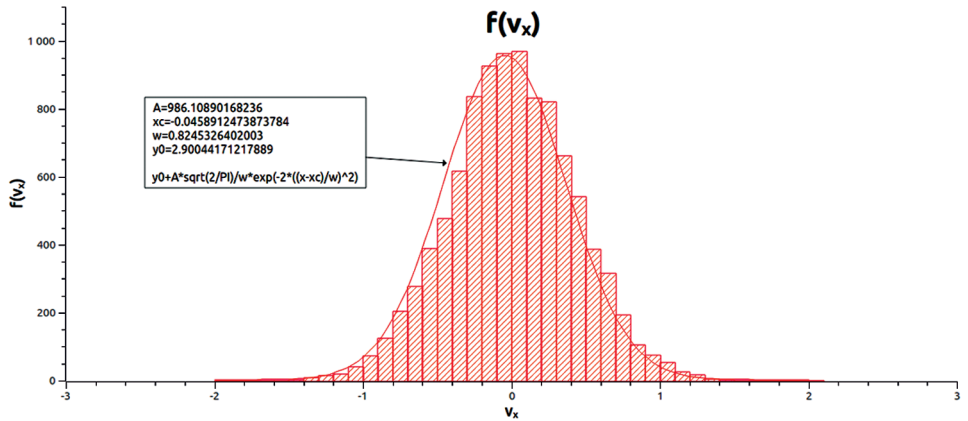


Рис. 3. Функция распределения по  $x$ -компоненте скорости  $f(v_x)$

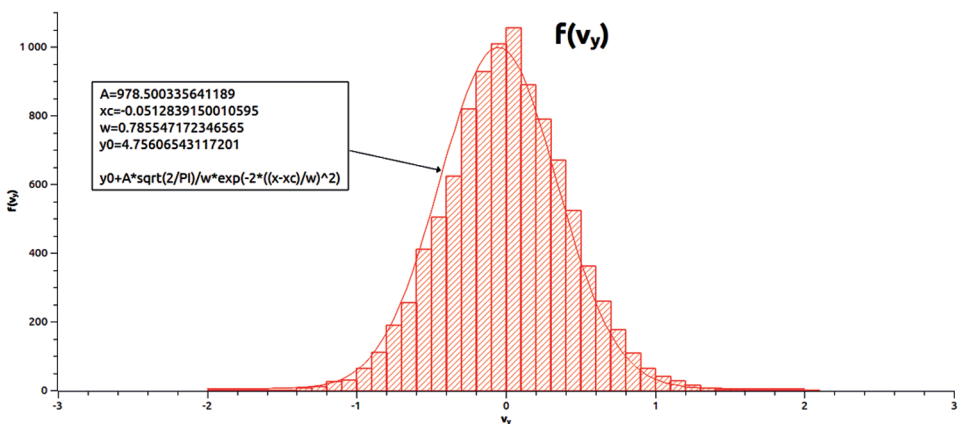


Рис. 4. Функция распределения по  $y$ -компоненте скорости  $f(v_y)$



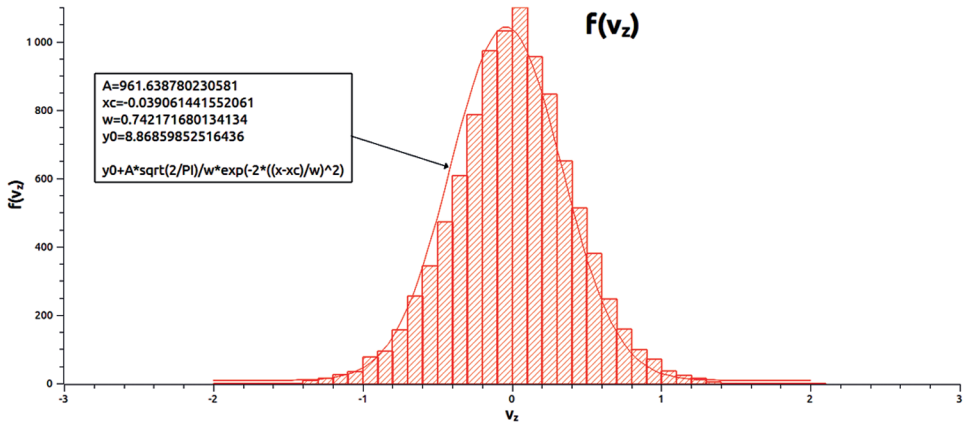


Рис. 5. Функция распределения по  $z$ -компоненте скорости  $f(v_z)$

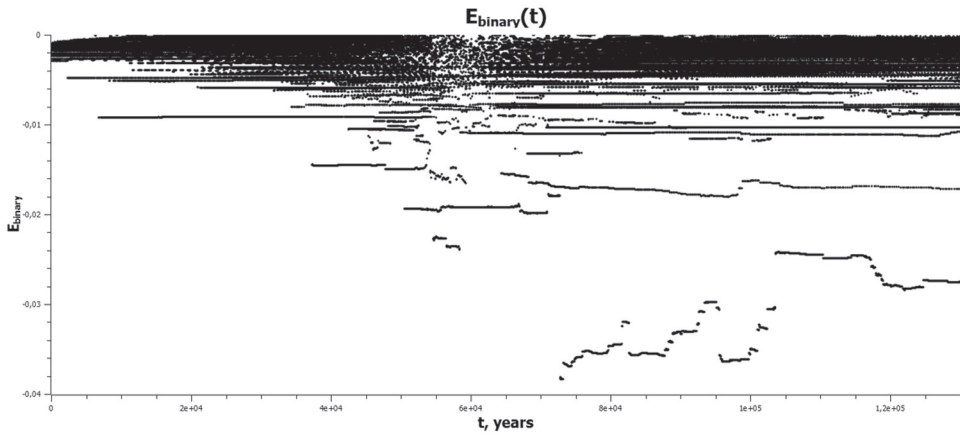


Рис. 6. Треки энергии двойных звёзд за  $t_{\text{dyn}}$

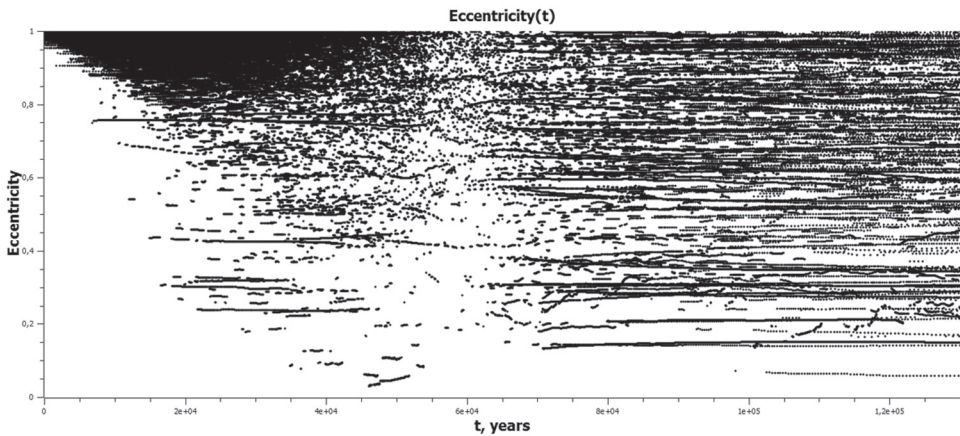


Рис. 7. Треки эксцентриситетов двойных звёзд за  $t_{\text{dyn}}$

Поскольку распределения по скоростям с достаточной точностью являются термализованными, а время расчёта много меньше времени релаксации, то мы имеем дело с «взрывной релаксацией» [Lightman, Shapiro, 1978]. На рис. 6 и 7 представлены треки двойных звёзд на графиках зависимости эксцентриситета и энергии двойной системы от времени. Как можно наблюдать на рис. 7, коллапс скопления вызывает процесс диффузии в пространстве эксцентриситетов, и первоначальное дельтаобразное распределение стремится к равномерному.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Ведение расчётов близких прохождений при помощи вышеописанного метода позволяет существенно увеличить скорость расчётов без нефизичного, в случае столкновительных систем, «обрезания» потенциала [Хокни, Иствуд, 1978] или перехода к новым переменным, не позволяющим существенно увеличивать шаг при уменьшении взаимодействия тесной пары с остальной системой [Heggie, 2005]. На сегодняшний день реализованный программный код позволяет моделировать динамику  $3 \cdot 10^4$  тел на времени релаксации. В численном моделировании используется многослойная схема Ахмеда-Коэна для 4 и 100 тел и предложенный выше метод в совокупности с симметризованной по времени схемой Эрмита 4-го порядка [Dehnen, Read, 2011]. Для получения актуальных научных результатов авторы рассматривают возможность реализации Fast Multipole Method вкуче с однослойной схемой Ахмеда-Коэна для четырёх звёзд и симметризованным по времени интегратором с описанным выше методом регуляризации.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Ландау, Лифшиц, 2007] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. М.: Физматлит, 2007.
- [Лежнин, Чернягин, 2014] Лежнин К. В., Чернягин С. А. Использование перехода к переменным действия ньютоновой задачи в численном решении задачи  $N$  тел // Письма в Астроном. журн. 2014. Т. 40. 1.6, С. 426–432.
- [Орлов, Рубинов, 2008] Орлов В. В., Рубинов А. В. Задача  $N$  тел в звёздной динамике: Уч. пособие. СПб.: ВВМ, 2008.
- [Хокни, Иствуд, 1987] Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987.
- [Aarseth, 2001] Aarseth S. J. Regularization Tools for Binary Interactions // Astrophysical Supercomputing Using Particles IAU Symp. / Eds. J. Makino, P. Hut. 2001. V. 208. URL: arXiv:astro-ph/0110148.
- [Bates, 1992] Bates L., Śniatycki Jędrzej. On Action-Angle Variables // Archive for Rational Mechanics and Analysis. 1992. V. 120. Iss. 4. P. 337–343.
- [Cordani, 2000] Cordani B. Perturbations of the Kepler problem in global coordinates // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. 2000. V. 77. P. 185–200.
- [Dehnen, Read, 2011] Dehnen W., Read J.  $N$ -body simulations of gravitational dynamics // European Physical J. Plus (EPJ Plus). 2011. V. 126. P. 55.
- [Geller et al., 2013] Geller A. M., de Grijs R., Chengyuan Li, Hurley J. R. Consequences of dynamical disruption and mass segregation for the binary frequencies of star clusters // Astrophysical J. (ApJ). 2013. V. 779. V. 30. 10 p.

- [Heggie, 2005] *Heggie D. C.* The Classical Gravitational N-Body Problem // Encyclopaedia of Mathematical Physics. Elsevier, 2006. 29 p.
- [Heggie, Rasio, 1996] *Heggie D. C., Rasio F. A.* The Effect of Encounters on the Eccentricity of Binaries in Clusters // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 1996. V. 282. Iss. 3. P. 1064–1084.
- [Heggie et al., 2006] *Heggie D. C., Trenti M., Hut P.* Star clusters with primordial binaries. I. Dynamical evolution of isolated models // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 2006. V. 368. Iss. 2. P. 677–689.
- [Hurley et al., 2007] *Hurley J. R., Aarseth S. J., Shara M. M.* The Core Binary Fractions of Star Clusters from Realistic Simulations // Astrophysical J. (ApJ). 2007. V. 665, I. 1, P. 707–718.
- [Hut, Makino, 1996] *Hut P., Makino J.* Dynamical evolution of star clusters: confrontation of theory and observations // Proc. 174<sup>th</sup> Symp. Intern. Astronomical Union. 1996.
- [Hut et al., 2008] *Hut P., Mineshige S., Heggie D. C., Makino J.* Modeling Dense Stellar Systems // Progress of Theoretical Physics. 2008. V. 118. N. 2. P. 187–209.
- [Lightman, Shapiro, 1978] *Lightman A. P., Shapiro S. L.* Dynamical evolution of globular clusters // Reviews of Modern Physics. 1978. V. 50(2). Iss. 2. P. 437–481.
- [Lynden-Bell, Wood, 1968] *Lynden-Bell D., Wood R.* The Gravo-thermal Catastrophe in Isothermal Spheres and the Onset of Red-giant Structure for Stellar Systems // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 1968. V. 138. P. 495–525.
- [Spitzer, Hart, 1971] *Spitzer L., Hart M. H.* Random Gravitational Encounters and the Evolution of Spherical Systems // Astrophysical J. (ApJ). 1971. V. 164. P. 399.
- [Trenti, Hut, 2008] *Trenti M., Hut P.* N-body simulations (gravitational) // Scholarpedia. 2008. V. 3(5). P. 3930.

## USING THE TRANSITION TO ACTION VARIABLES OF THE NEWTONIAN PROBLEM IN A NUMERICAL SOLUTION OF THE N-BODY PROBLEM

*K. V. Lezhnin, S. A. Chernyagin*

Moscow Institute of Physics and Technology and Tsinghua University (MIPT)

We propose an approach for overcoming the problem of close encounters in collisional systems, globular and open star clusters. As is well known, the numerical integration step in such systems, for example, during the formation of close binary stars, begins to fragment and the rate of calculations goes down to a complete stop. We show that using the perturbation theory in the proposed approach, one can isolate the singularity and to increase considerably the integration step without losing the physical effects that affect significantly the evolution of star clusters.

*Keywords:* numerical simulations, N-body problem, star dynamics.

---

**Lezhnine** Kirill Vyacheslavovich — student, klezhnin@yandex.ru

**Chernyagine** Sergey Alexandrovich — assistant, PhD, chernyagin71@mail.ru

## ПРОСТЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ МАСС ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК

*Н. С. Лыскова*

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Последние десятилетия методы оценки масс эллиптических галактик непрерывно совершенствовались и усложнялись. Современные методы динамического моделирования позволяют не только определить профиль массы, но и рассчитать вклад звёздной и тёмной компонент, охарактеризовать распределение орбит звёзд, оценить массу центральной сверхмассивной чёрной дыры. Однако на практике такой подход оказывается чувствительным к «качеству» наблюдаемых данных и применим только для близких галактик. Более того, даже самых детальных наблюдательных данных может оказаться недостаточно, чтобы однозначно определить все параметры модели, часть из которых вырождена. Детальный анализ может также оказаться неоправданным и с точки зрения вычислительного времени, особенно если речь идёт о современных (и планируемых) обзорах, содержащих информацию о миллионах объектах на разных красных смещениях.

Для оценки масс большого числа галактик более целесообразными кажутся простые и быстрые методы, базирующиеся на минимальном наборе данных и обеспечивающие несмещённую оценку, которые и обсуждаются в данной работе. Для эллиптических галактик в оптическом диапазоне «базовыми» наблюдательными данными являются профили поверхностной яркости и лучевой дисперсии скоростей звёзд. Этих данных недостаточно для однозначного определения профиля массы галактики из-за вырождения между массой и анизотропией орбит звёзд. Тем не менее, при разумных предположениях оказывается возможным получить надёжную оценку массы галактики, не привлекая дополнительных данных, но только на специально выбранном радиусе. В данной работе основной акцент сделан именно на исследовании и тестировании подобных простых методов оценки массы эллиптических галактик. На небольшой выборке ярких рентгеновских эллиптических галактик, оптические профили которых были получены на большом телескопе азимутальном Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (БТА САО РАН), было также продемонстрировано, что сравнение простой оптической оценки массы галактики с рентгеновской массой позволяет наложить ограничения на анизотропию орбит звёзд и нетепловое давление газа, а сравнение со звёздной массой позволяет определить долю тёмной материи. Обсуждаются также перспективы использования простой оценки массы в качестве индикатора полной массы галактик и другие возможные области применения простых методов.

*Ключевые слова:* галактики, кинематика и динамика, рентген.

### ВВЕДЕНИЕ

Определение масс галактик и скоплений галактик имеет важнейшее значение для космологии и играет ключевую роль в нашем понимании формирования и эволюции этих объектов. Масса спиральных галактик может быть оценена практически напрямую из наблюдений. В первом приближении можно считать, что звёзды и газ в диске движутся по круговым орбитам и, измеряя луче-

вые скорости на разных радиусах и зная угол наклона спиральной галактики, можно восстановить кривую вращения галактики  $V_c(r)$  и распределение полной массы  $M(r) = rV_c^2(r)/G$ . Подобный подход измерения массы не может быть напрямую применён к эллиптическим галактикам, так как орбиты звёзд последних не известны, и существует вырождение между массой галактики и анизотропией распределения орбит звёзд. Метод динамического моделирования Шварцшильда, основанный на суперпозиции орбит, считается самым точным и передовым для исследования галактик раннего типа. Он позволяет получить детальное распределение массы в зависимости от радиуса, изучить вклад отдельных компонент, таких как тёмное гало и сверхмассивная чёрная дыра, в потенциал галактики с точностью  $\sim 15\%$  (см., например, [Thomas et al., 2005]). Среди недостатков данного подхода следует отметить его чувствительность к «качеству» наблюдаемых данных (необходимы детальные кинематические профили с высоким отношением сигнала к шуму) и высокую стоимость вычислений (десятки тысяч часов процессорного времени), что делает его непрактичным для применения к большим выборкам галактик. Для подобных целей желательно иметь простые и надёжные методы, основанные на «базовых» наблюдаемых параметрах/профилях и обеспечивающие несмещённую оценку массы с умеренным разбросом.

## ПРОСТЫЕ (ПРОСТЕЙШИЕ) МЕТОДЫ ОЦЕНКИ МАССЫ ГАЛАКТИКИ

Самый простой подход к оценке массы эллиптических галактик основан на теореме вириала. Для замкнутой стационарной сферической системы в изотермическом гравитационном потенциале круговая скорость связана со средней, взвешенной по светимости дисперсией лучевых скоростей как  $V_c^2 = 3\langle\sigma_p^2\rangle$ . При этом масса  $M(r) = rV_c^2(r)/G$  строго не зависит от анизотропии орбит звёзд. На практике, эллиптические галактики не являются идеально изотермическими и усреднённая по всей галактике лучевая дисперсия  $\langle\sigma_p^2\rangle$  не всегда доступна. Были предложены два простых метода [Churazov et al., 2010; Wolf et al., 2010], которые позволяют обойти вырождение между массой и анизотропией и оценить массу эллиптической галактики из профилей поверхностной яркости и лучевой дисперсии скоростей, но только на определённом расстоянии от центра галактики. Причём априорные предположения о функциональной зависимости профиля массы и/или анизотропии не требуются. Существование такого радиуса, на котором оценка массы оказывается практически нечувствительной к неизвестной анизотропии распределения орбит, было показано ещё в работе [Richstone, Tremaine, 1984].

Один из подходов [Wolf et al., 2010] по-прежнему использует среднее значение лучевой дисперсии скоростей  $\langle\sigma_p^2\rangle$  для оценки массы галактики на радиусе  $r_3$ , на котором объёмная плотность звёзд  $j(r)$  спадает как  $r^{-3}$ . Утверждается также, что  $r_3 \approx 4/3R_{1/2}$ , где  $R_{1/2}$  — эффективный радиус, т. е. радиус круга, внутри которого сосредоточена половина полного света галактики. Таким образом, для применения данного метода необходимо определить гло-

бальные характеристики системы —  $\langle \sigma_p^2 \rangle$  и  $R_{1/2}$ . Подход, предложенный в работе [Churazov et al., 2010], напротив, использует локальные свойства галактики — логарифмический наклон поверхностной яркости  $I(R)$  и профиля лучевой дисперсии скоростей  $\sigma_p(R)$  — для оценки массы на радиусе, близком к  $R_2$ , где наблюдаемая поверхностная яркость спадает как  $R^{-2}$  (см. также работу [Gerhard, 1993]). Данная работа посвящена сравнению «локального» [Churazov et al., 2010] и «глобального» [Wolf et al., 2010] подходов для простой и быстрой оценки массы эллиптических галактик, для чего оба метода были протестированы на аналитических моделях, выборке модельных галактик, полученных в результате численного моделирования космологической эволюции структуры Вселенной [Oser et al., 2010], а также на выборке галактик раннего типа из работ [Thomas et al., 2007; Murphy et al., 2011].

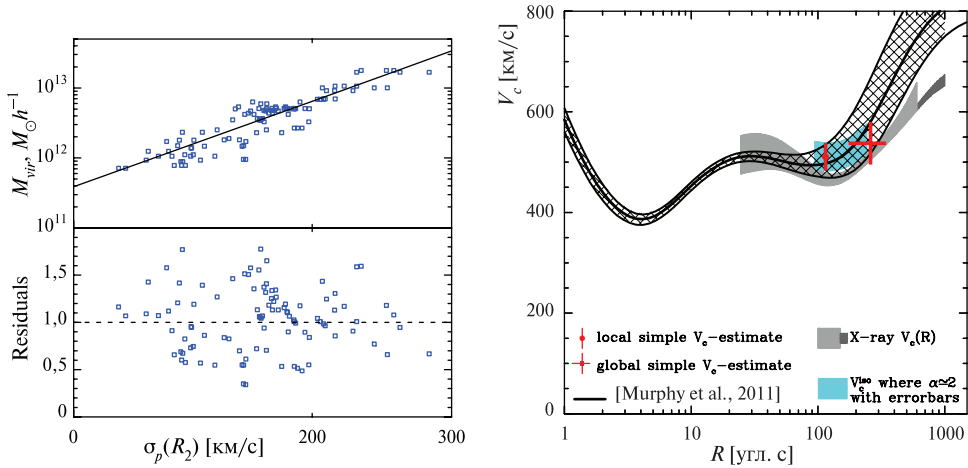
## РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ

На основе проведенных тестов были сделаны следующие выводы [Lyskova et al., 2012].

- В целом, оба подхода позволяют получить практически несмещённую оценку круговой скорости (или массы) при усреднении по выборке. Причём локальный метод демонстрирует меньший разброс, тем самым указывая на меньшую чувствительность по сравнению с глобальной оценкой, к предположениям, при которых он был получен.
- Тесты на сферических аналитических моделях дополнительно показали, что если логарифмический наклон наблюдаемого профиля поверхностной яркости примерно равен двум в некотором диапазоне радиусов (как, например, у галактик с большим индексом Серсика), то локальный подход позволяет надёжно оценить массу галактики в данном диапазоне, а не только на одном радиусе. Однако применительно к карликовым эллиптическим галактикам локальный метод в среднем завышает оценку массы, в то время как глобальный подход восстанавливает практически несмещённое её значение.
- Для массивных медленно вращающихся симулированных галактик среднее отклонение оценки массы от истинного её значения в среднем сопоставимо с 0 % для обоих методов. Локальная оценка имеет разброс примерно 5...6 %, глобальная — 7...10 %. Ожидается также некоторая неопределённость при применении подхода, описанного в работе [Wolf et al., 2010], связанная с вычислением таких глобальных параметров как эффективный радиус и среднее значение дисперсии скоростей.

Тесты на симулированных галактиках также показали, что локальное значение лучевой дисперсии скоростей  $\sigma_p$  на радиусе  $R_2$ , где наблюдаемый профиль поверхностной яркости спадает как  $R^{-2}$ , может быть использовано в качестве индикатора полной массы галактики. Оказывается, что вириальная масса галактик  $M_{vir}$  может быть аппроксимирована выражением  $M_{vir}[M_{sun} h^{-1}] \approx 6 \cdot 10^{12} (\sigma_p(R_2)/200 \text{ км/с})^4$ , где  $M_{sun}$  — масса Солнца;  $h = 0,01 H_0$ ;  $H_0$  — постоянная Хаббла. Разброс при этом составляет ~40 % (рисунок, левая панель).





Левая панель — вириальная масса  $M_{vir}$  симулированных галактик как функция локального значения лучевой дисперсии скоростей  $\sigma_p$  на радиусе  $R_2$ . Правая панель — сравнение простых оценок круговой скорости (красные символы) с  $V_c(r)$ , полученной в результате моделирования Шварцшильда для массивной эллиптической галактики M87 [Murphy et al., 2011]. Серым цветом показан профиль круговой скорости, полученный из анализа данных обсерваторий Chandra и XMM, голубым цветом выделена простая оценка  $V_c$  в диапазоне радиусов, где логарифмический наклон наблюдаемого профиля поверхностной яркости  $\alpha$  примерно равен 2 [Lyskova et al., 2014].

- Для выборки восьми умеренно вращающихся галактик раннего типа из работ [Thomas et al., 2007; Murphy et al., 2011], изученных детально методами динамического моделирования, простая оценка массы в среднем согласуется с массой, полученной передовыми методами, в пределах наблюдательных ошибок. Вращение представляется основным фактором, ухудшающим точность простой оценки. Массивные медленно/умеренно вращающиеся галактики являются идеальными кандидатами для применения простых методов. На рисунке, правая панель, приведено сравнение простой оценки круговой скорости с результатом моделирования Шварцшильда для близкой медленно вращающейся галактики M87.

## ИЛЛЮСТРАЦИЯ ПРИМЕНЕНИЯ ПРОСТЫХ МЕТОДОВ

Локальный метод оценки массы был применён к выборке из шести эллиптических массивных галактик (M87, NGC 0708, NGC 1129, NGC 1550, NGC 4125, UGC 3957), являющихся центральными в группах и скоплениях галактик, для пяти из которых были измерены дисперсии скоростей звёзд и распределение поверхностной яркости вплоть до нескольких эффективных радиусов на 6-метровом телескопе БТА САО РАН [Lyskova et al., 2014]. Проведённое сравнение оптической оценки круговой скорости с профилем  $V_c$ , полученным в результате анализа данных обсерватории Chandra в предположении гидростатического

равновесия, позволило оценить вклад нетепловой компоненты в давление газа и сделать вывод, что на радиусе, где влияние анизотропии на оценку минимально, вклад нетепловой компоненты в давление мал (усреднённое по выборке значение составляет примерно 4 %). Исходя из оценки вклада звёзд в полную массу была получена оценка доли тёмной материи  $f_{DM}$  на радиусе, близком к  $R_2$  (который, в свою очередь, близок к эффективному). Среднее по выборке значение  $f_{DM}$  составляет ~60 % для начальной функции масс Салпитера и ~75 % для функции начальных масс Крупы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на то, что рассматриваемые методы позволяют оценить массу галактики на одном только специально выбранном радиусе, их простота, «неприхотливость» к наблюдательным данным, несмещённость оценки массы и умеренный разброс позволяют применять данные методы для широкого круга задач:

- 1) быстрой оценки массы большой выборки эллиптических галактик;
- 2) кросс-калибровки других методов;
- 3) оценки вклада нетеплового давления горячего газа эллиптической галактики при сравнении с рентгеновским профилем массы;
- 4) определения доли тёмной материи при сравнении с оценкой вклада звёздной компоненты в полную массу галактик;
- 5) вычисления наклона профиля полной массы эллиптической галактики при сравнении со значением массы, полученной из гравитационного линзирования.
- 6) оценки полной массы галактики с использованием локального значения лучевой дисперсии скоростей на радиусе  $R_2$ , где наблюдаемый профиль поверхностной яркости спадает как  $R^{-2}$ , в качестве индикатора полной массы галактики.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Churazov et al., 2010] *Churazov E., Tremaine S., Forman W., Gerhard O., Das P., Vikhlinin A., Jones C. Böhringer H., Gebhardt K.* Comparison of approximately isothermal gravitational potentials of elliptical galaxies based on X-ray and optical data // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 2010. V. 404. P. 1165–1185.
- [Gerhard, 1993] *Gerhard O.* Line-of-sight velocity profiles in spherical galaxies: breaking the degeneracy between anisotropy and mass // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 1993. V. 265. P. 213–230.
- [Lyskova et al., 2012] *Lyskova N., Churazov E., Zhuravleva I., Naab T., Oser L., Gerhard O., Wu X.* Testing a simple recipe for estimating galaxy masses from minimal observational data // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 2012. V. 423. P. 1813–1824.
- [Lyskova et al., 2014] *Lyskova N., Churazov E., Moiseev A., Sil'chenko O., Zhuravleva I.* Stellar kinematics of X-ray bright massive elliptical galaxies // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 2014. V. 441. P. 2013–2033.
- [Murphy et al., 2011] *Murphy J., Gebhardt K., Adams J.* Galaxy Kinematics with VIRUS-P: The Dark Matter Halo of M87 // Astrophysical J. (ApJ) 2011. V. 729. P. 129–149.



- [Oser et al., 2010] *Oser L., Ostriker L., Naab T., Johansson P., Burkert A.* The Two Phases of Galaxy Formation // *Astrophysical J. (ApJ)* 2010. V. 725. P. 2312–2323.
- [Richstone, Tremaine, 1984] *Richstone D., Tremaine S.* A general method for constructing spherical galaxy models // *ApJ*. 1984. V. 286. P. 27–37.
- [Thomas et al., 2005] *Thomas J., Saglia R., Bender R., Thomas D., Gebhardt K., Magorrian J., Corsini E., Wegner G.* Regularized orbit models unveiling the stellar structure and dark matter halo of the Coma elliptical NGC 4807 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2005. V. 360. P. 1355–1372.
- [Thomas et al., 2007] *Thomas J., Saglia R., Bender R., Thomas D., Gebhardt K., Magorrian J., Corsini E., Wegner G.* Dynamical modelling of luminous and dark matter in 17 Coma early-type galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2007. V. 382. P. 657–684.
- [Wolf et al., 2010] *Wolf J., Martinez G., Bullock J., Kaplinghat M., Geha M., Muñoz R., Simon J., Avedo F.* Accurate masses for dispersion-supported galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2010. V. 406. P. 1220–1237.

## SIMPLE MASS ESTIMATORS FOR ELLIPTICAL GALAXIES

*N. S. Lyskova*

Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

Last decades methods for estimating masses of elliptical galaxies are continuously improving and becoming more complex. State-of-the-art methods of dynamical modeling can be used to determine not only the radial mass profile, but also to calculate the contribution of the stellar and dark components, to characterize the distribution of stellar orbits, to estimate the mass of a central supermassive black hole. In practice, however, this approach is sensitive to the “quality” of the observational data, and is applicable only to nearby galaxies. Moreover, even the most detailed observational data may be insufficient to constrain all the model parameters, some of which are degenerate. Detailed analysis may not be justified also in terms of computing time, especially in case of modern (and future) surveys containing information on millions of objects at different redshifts. For estimating masses of a large number of galaxies simple and fast methods, relying on the most “basic” data and providing an unbiased mass estimate, seem to be more appropriate. For elliptical galaxies the most “basic” optical observational data are the stellar surface brightness and projected velocity dispersion profiles. These data are insufficient to unambiguously determine the galaxy mass profile due to the mass-anisotropy degeneracy. However, under reasonable assumptions it is still possible to obtain a reliable mass estimate without invoking any additional data, although at a specially chosen radius. This work focuses on investigation and comparison of performance of such simple methods. We demonstrate power of simple mass estimators on a small sample of X-ray bright elliptical galaxies with optical profiles obtained with the 6 m telescope BTA. From comparison of simple optical mass estimates with the X-ray derived mass and with the stellar mass estimate we also evaluate the non-thermal gas pressure and the dark matter fraction. Finally, we discuss a possibility of using simple mass estimates as a total galaxy mass proxy and other possible applications of the simple methods.

*Keywords:* galaxies: kinematics and dynamics, X-rays.

## СКОРОСТЬ РОСТА ГАЛАКТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МОДЕЛИ ДИНАМО СО СЛУЧАЙНЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ

*Е. А. Михайлов, Е. А. Илларионов, И. И. Модяев*

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

Уравнения галактического динамо содержат усреднённые характеристики межзвёздной среды. Эти параметры хорошо описывают межзвёздный газ в «спокойных» галактиках, однако в объектах, где протекают бурные процессы, влияющие на соотношение между различными компонентами межзвёздного газа, ситуация меняется — параметры могут флуктуировать. Нами рассмотрены уравнения галактического динамо в так называемом по- $z$ -приближении, где коэффициент, описывающий турбулентные движения, может принимать с определённой вероятностью одно из двух значений. Данная задача решалась как численным путём, так и в рамках аппарата инвариантной меры, известного в теории вероятностей. Оба способа вычисления дают приблизительно одинаковые результаты для скорости роста магнитного поля.

*Ключевые слова:* теория динамо, магнитные поля галактик, уравнения со случайными коэффициентами.

Из наблюдений известно, что многие спиральные галактики обладают магнитным полем напряжённостью порядка нескольких микрогауссов. Их генерация описывается так называемой теорией динамо. Рост магнитного поля объясняется двумя явлениями: дифференциальным вращением и  $\alpha$ -эффектом, связанным с турбулентными движениями межзвёздной среды (МЗС) [Beck et al., 1996]. Эти два механизма характеризуются двумя безразмерными числами ( $R_\alpha$  и  $R_\omega$ ), которые связаны с некоторыми усреднёнными параметрами среды (скоростью турбулентных движений, их масштабом, кривой вращения и т. п.). Обычно полагается, что данные параметры являются детерминированными и не меняются в пределах галактики. Это справедливо для тех галактик, в которых не происходит бурных процессов, сопряжённых со звёздообразованием, взрывами сверхновых, истечениями из звёзд и т. п. [Михайлов и др., 2012]. Однако, если такие процессы имеют место, то характеристики среды начинают быстро меняться, и данный подход неприменим. Нами рассмотрена возможность случайной флуктуации данных параметров, что в определённом приближении позволяет промоделировать магнитное поле в галактиках с процессами, меняющими соотношение между различными фазами МЗС.

Рассмотрим галактическое динамо в рамках так называемого по- $z$ -приближения [Moss, 1995; Phillips, 2001]. Полагается, что галактический диск достаточно тонкий, поэтому можно исключить из рассмотрения составляющую магнитного поля, перпендикулярную к плоскости диска, а соответствующие частные производные заменить алгебраическими выражениями. В рамках по- $z$ -приближения уравнения для магнитного поля выглядят следующим образом [Moss, Sokoloff, 2013]:

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -R_\alpha B_\phi - \frac{\pi^2}{4} B_r + \lambda^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial}{r \partial r} (r B_r) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 B_r}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial B_\phi}{\partial \varphi} \right\}; \quad (1)$$

**Михайлов** Евгений Александрович — аспирант, ea.mikhajlov@physics.msu.ru

**Илларионов** Егор Александрович — аспирант

**Модяев** Игорь Игоревич — студент

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = -R_\omega B_r - \frac{\pi^2}{4} B_\varphi + \lambda^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial B_r}{\partial \varphi} \right\}. \quad (2)$$

Расстояния измеряются в единицах радиуса  $R$  галактики (таким образом,  $0 < r < 1$ ), время — в единицах  $h^2/\eta$  ( $h$  — полутолщина галактического диска;  $\eta$  — вязкость). Коэффициент  $R_\alpha$  характеризует альфа-эффект,  $R_\omega$  — дифференциальное вращение,  $\lambda = h/R$  — полутолщину диска и диффузию в плоскости диска. Обычно полагают, что  $R_\alpha \approx 1$ ,  $R_\omega \approx 10$ ,  $\lambda = 10^{-2}$ .

Положим в системе уравнений (1)-(2)  $\lambda = 0$ , тогда получим два обыкновенных дифференциальных уравнения:

$$\frac{dB_r}{dt} = -R_\alpha B_\varphi - \frac{\pi^2}{4} B_r; \quad (3)$$

$$\frac{dB_\varphi}{dt} = -R_\omega B_r - \frac{\pi^2}{4} B_\varphi. \quad (4)$$

Можно ввести так называемое динамо-число  $D = R_\alpha R_\omega$ , характеризующее поведение поля. Рост магнитного поля возможен при  $D > 7$ , в противном случае поле будет затухать [Beck et al., 1996].

В нашей стохастической модели предполагается, что  $R_\omega = 10$ , а  $R_\alpha$  принимает одно из двух значений:

$$R_\alpha = \begin{cases} 0,1 & \text{с вероятностью } p; \\ 1 & \text{с вероятностью } (1-p). \end{cases} \quad (5)$$

В ряде случаев принималось, что  $R_\alpha$  имеет непрерывное распределение в виде суммы двух гауссиан с центрами в точках 0,1 и 1. Коэффициент  $p$  характеризует роль таких процессов как звёздообразование, взрывы сверхновых и т.п. Значение коэффициента является кусочно-постоянным и обновляется на каждом из интервалов времени длины  $\Delta t$ . Таким образом, в зависимости от значения  $R_\alpha$  на данном шаге, возможны как растущие, так и затухающие решения.

Численные решения системы (3)-(4), полученные для различных значений коэффициента  $p$ , показаны на рис. 1.

Решения могут быть получены также аналитически при помощи так называемой инвариантной меры. Вектор магнитного поля  $\mathbf{B} = (B_r, B_\varphi)$  на каждом шаге может быть выражен при помощи формулы:

$$(B_r(t + \Delta t), B_\varphi(t + \Delta t)) = e^{-\frac{\pi^2}{4} \Delta t} (B_r(t), B_\varphi(t)) A(t, t + \Delta t), \quad (6)$$

где

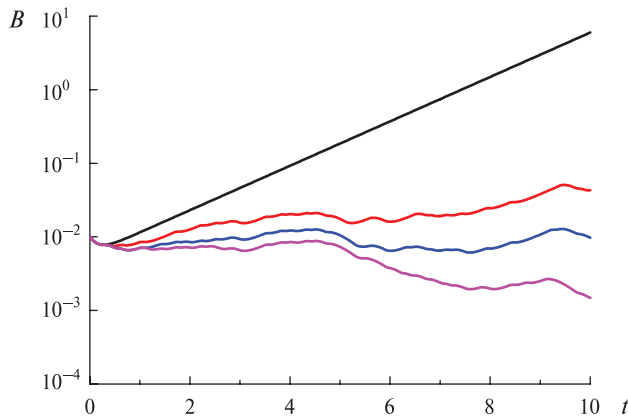
$$A(t, t + \Delta t) = \begin{pmatrix} \text{ch}(\sqrt{R_\alpha R_\omega} \cdot \Delta t), & -\sqrt{\frac{R_\omega}{R_\alpha}} \cdot \text{sh}(\sqrt{R_\alpha R_\omega} \cdot \Delta t), \\ -\sqrt{\frac{R_\alpha}{R_\omega}} \cdot \text{sh}(\sqrt{R_\alpha R_\omega} \cdot \Delta t), & \text{ch}(\sqrt{R_\alpha R_\omega} \cdot \Delta t), \end{pmatrix} \quad (7)$$

— так называемая матрица перехода [Михайлов и др., 2010]. На каждом шаге соотношение между компонентами вектора может быть выражено посредством угла  $\alpha$ , такого, что:

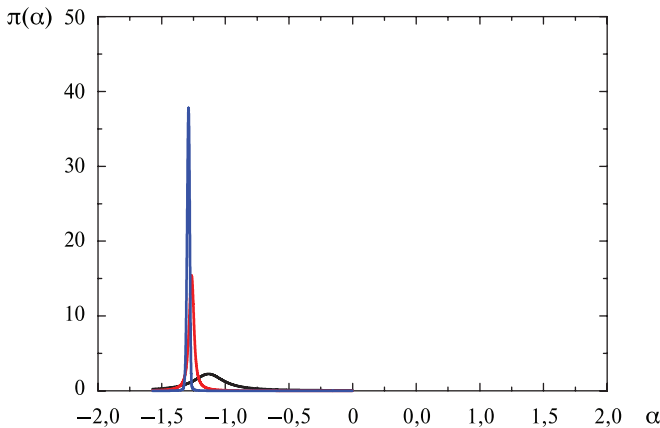
$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{B_\phi}{B_r}. \quad (8)$$

Этот угол имеет на каждом шаге плотность распределения  $\pi_n(\alpha)$ , а плотность на следующем шаге может быть вычислена при помощи  $\pi_n$  переходной плотности  $p(\alpha, \beta)$  [Илларионов и др., 2012]:

$$\pi_{n+1}(\beta) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} p(\alpha, \beta) \pi_n(\alpha) d\alpha. \quad (9)$$



**Рис. 1.** Рост магнитного поля при разных значениях  $p$  в линейном случае: чёрная кривая показывает случай  $p = 0$ , красная —  $p = 0,2$ , синяя —  $p = 0,4$ , сиреневая —  $p = 0,6$



**Рис. 2.** Плотность распределения для различных значений  $n$ : чёрная кривая показывает случай  $n = 20$ , красная —  $n = 50$ , синяя —  $n = 100$

При больших значениях  $n$  плотность сходится к некоторому предельному значению:

$$\pi_n(\alpha) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \pi_\infty(\alpha). \quad (10)$$

Зная предельную плотность, можно вычислить скорость роста по формуле [Илларионов и др., 2012]:

$$\gamma = \langle \ln \|\mathbf{w}A\| \rangle - \frac{\pi^2}{4}, \quad (11)$$

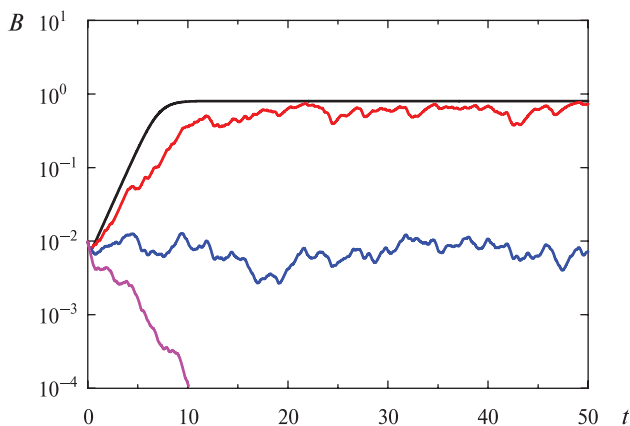
где распределение вектора  $\mathbf{w} = (\cos \alpha, \sin \alpha)$  соответствует  $\pi_\infty(\alpha)$ . Распределения для  $p = 0,2$  показаны на рис. 2. Предельная скорость роста для данного случая  $\gamma = 0,408$ , что близко к результатам численного моделирования (см. рис. 1).

Интересно также рассмотреть нелинейное обобщение данной задачи. Генерация магнитного поля обусловлена переходом энергии турбулентных движений в энергию магнитного поля. Поэтому, когда энергия магнитного поля становится близкой к энергии турбулентных движений, его рост должен прекращаться [Arshakian et al., 2009]. Это можно учесть путём введения нелинейности в коэффициент  $R_\alpha$ :

$$R_\alpha \rightarrow \frac{R_\alpha}{1 + \frac{B^2}{B_*^2}}, \quad (12)$$

где  $B_*$  определяется равномерным распределением энергии. Результаты для данной модели показаны на рис. 3 (поле измеряется в единицах  $B_*$ ).

Таким образом, нами получены типичные зависимости магнитного поля от времени для задачи со случайными коэффициентами в линейном и нелинейном случае. С помощью аппарата инвариантной меры также получены асимптотические оценки скоростей роста магнитного поля для линейной модели, которые совпадают с результатами численного моделирования.



**Рис. 3.** Рост магнитного поля при разных значениях  $p$  в нелинейном случае: чёрная кривая показывает случай  $p = 0$ , красная —  $p = 0,2$ , синяя —  $p = 0,4$ , сиреневая —  $p = 0,6$

## ЛИТЕРАТУРА

- [Илларионов и др., 2012] *Илларионов Е. А., Соколов Д. Д., Тутубалин В. Н.* Стационарное распределение произведения матриц со случайными коэффициентами // Вычислительные методы и программирование. 2012. Т. 13. С. 218–225.
- [Михайлов и др., 2010] *Михайлов Е. А., Соколов Д. Д., Тутубалин В. Н.* Фундаментальная матрица для уравнения Якоби со случайными коэффициентами // Вычислительные методы и программирование. 2010. Т. 11. С. 261–268.
- [Михайлов и др., 2012] *Михайлов Е. А., Соколов Д. Д., Ефремов Ю. Н.* Темп звездообразования и магнитные поля спиральных галактик // Письма в Астрономический журн. 2012. Т. 38. № 9. С. 611–616.
- [Arshakian et al., 2009] *Arshakian T., Beck R., Krause M., Sokoloff D.* Evolution of magnetic fields in galaxies and future observational tests with the Square Kilometre Array // *Astronomy and Astrophysics (A&A)*. 2009. V. 494. N. 1. P. 21–32.
- [Beck et al., 1996] *Beck R., Brandenburg A., Moss D., Shukurov A., Sokoloff D.* Galactic magnetism: recent development and perspectives // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. 1996. V. 34. P. 155–206.
- [Moss, 1995] *Moss D.* On the generation of bisymmetric magnetic field structures in spiral galaxies by tidal interactions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 1995. V. 275. N. 1. P. 191–195.
- [Moss, Sokoloff, 2013] *Moss D., Sokoloff D.* Magnetic field reversals and galactic dynamos // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.* 2013. V. 107. N. 5. P. 497–505.
- [Phillips, 2001] *Phillips A.* A comparison of the asymptotic and no-z approximations for galactic dynamos // *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*. 2001. V. 94. N. 1-2. P. 135–150.

## VELOCITY OF THE GALAXY MAGNETIC FIELD GROWTH IN THE DYNAMO MODEL WITH RANDOM COEFFICIENTS

*E. A. Mikhailov, E. A. Illarionov, I. I. Modyaev*

M. V. Lomonosov Moscow State University (MSU)

Equations of galaxy dynamo contain averaged characteristics that describe the interstellar medium. These parameters describe well the interstellar gas in “calm” galaxies. However, in the galaxies where there are some rapid processes changing the ratio between different components of the interstellar gas, the situation changes: these parameters can have some fluctuations. We have considered galaxy dynamo equations, where the coefficient that is connected with turbulent motions can take with some probability one of two values. This problem was solved both with numerical modeling and the invariant measure technique, which is known in the probability theory. Both methods give the same results.

*Keywords:* dynamo theory, magnetic fields of galaxies, equations with random coefficients.

---

**Mikhailov** Evgeny Alexandrovich — postgraduate student, e-mail: ea.mikhajlov@physics.msu.ru

**Illarionov** Egor Alexandrovich — postgraduate student

**Modyaev** Igor Igorevich — student

# СТРУКТУРА ФАЗОВОЙ ПЛОСКОСТИ ПРИ ЗАХВАТЕ И СЕРФОТРОННОМ УСКОРЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ С БОЛЬШИМ ПРОДОЛЬНОМ ИМПУЛЬСОМ

Г. С. Мкртчян<sup>1</sup>, Н. С. Ерохин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Российский университет дружбы народов (РУДН)

<sup>2</sup> Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Исследована структура фазовой плоскости заряженных частиц с большим продольным импульсом при серфотронном ускорении электромагнитной волной. Электромагнитная волна в плазме распространяется вдоль внешнего магнитного поля. При положительной начальной фазе волны на траектории частицы электроны захватываются сразу для большого продольного импульса, а при отрицательной захват электронов волной не наблюдается. Расчёты показали, что траектория захваченных частиц имеет устойчивый фокус на фазовой плоскости, и эта траектория соответствует движению в сложной нестационарной потенциальной яме.

*Ключевые слова:* захват, серфотронное ускорение, большой продольный импульс, устойчивый фокус, эффективный потенциал, черенковский резонанс.

## ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Серфинг зарядов на электромагнитных волнах, которые могут иметь черенковский резонанс с частицами, является одним из наиболее вероятных механизмов генерации потоков ультрарелятивистских частиц в космической плазме (см., например, [Грибов и др., 1985; Ерохин и др., 1989, 2008; Кичигин, 2001; Chernikov et al., 1992; Dieckmann et al., 2005; Erokhin et al., 2007; Katsouleas, Dawson, 1983; Wang, Lu, 2007]). Для корректных оценок условий генерации потока быстрых частиц, их параметров необходим детальный анализ механизма захвата заряженных частиц в режим серфотронного ускорения электромагнитной волной, эффективности этого ускорения и оптимальных условий его реализации. Часть этих вопросов ранее рассматривалась, например, в работах [Грибов и др., 1985; Ерохин и др., 1989; Кичигин, 2001; Dieckmann et al., 2005; Erokhin et al., 2007; Katsouleas, Dawson, 1983]. Поскольку задача имеет набор свободных параметров, полный объём требующихся вычислений оказывается весьма большим и исследовать эту задачу необходимо поэтапно.

В данной работе выполнен анализ структуры фазовой плоскости для захватываемых в режим серфинга заряженных частиц при их ультрарелятивистском ускорении электромагнитной волной в случае больших значений продольного импульса электрона. Ранее было показано (см., например, [Ерохин и др., 2008; Erokhin et al., 2007]), что в наиболее простой модели серфотронного ускорения зарядов задача сводится к исследованию решения нелинейного нестационарного дифференциального уравнения второго порядка диссипативного типа для фазы волны  $\Psi(\tau)$  на траектории заряженной частицы, колеблющейся в эффективной потенциальной яме в области ускоряющих полей. Согласно численным расчётам, при достаточно сильном ускорении период этих колебаний возрастает значительно, а амплитуда колебаний уменьшается. Такое поведение

---

Мкртчян Гоар Сергеевна — аспирант, hay-13@mail.ru

Ерохин Николай Сергеевич — заведующий отделом, доктор физико-математических наук, профессор, nerokhin@mx.iki.rssi.ru

соответствует наличию на фазовой плоскости ( $\Psi(\tau)$ ,  $d\Psi/\tau$ ) особой точки типа устойчивого фокуса. Эта возможность была указана ранее, в частности, в работах [Ерохин и др., 2008; Chernikov et al., 1992].

Для выявления асимптотик в движении ускоряемой частицы в данной работе рассмотрено серфотронное ускорение зарядов при большой начальной энергии частиц, когда релятивистский фактор заряда  $\gamma(0)$  порядка сотен. В области оптимальных для реализации серфинга начальных фаз  $\Psi(0)$  и при выполнении условия черенковского резонанса численные расчеты показали, что происходит захват заряда в эффективную потенциальную яму с последующим ультрарелятивистским ускорением при амплитуде волны выше некоторого порогового значения и оптимальном знаке компоненты импульса заряда вдоль волнового фронта. При этом темп ускорения заряда  $d\gamma/dt$  не зависит от амплитуды волны и определяется величиной безразмерной фазовой скорости волны  $\beta_p = \omega/ck$ , где  $\omega$ ,  $k$  — частота и волновой вектор. Амплитуда волны определяет положение равновесия по фазе  $\Psi$ , около которого происходят колебания  $\Psi(\tau)$ , т.е. дно эффективной потенциальной ямы. Для начальных фаз  $\Psi(0)$  в интервале  $|\Psi(0)| < \pi$  благоприятными для реализации серфинга оказываются положительные значения  $\Psi(0)$ , когда захват частиц волной происходит сразу. Для случая  $-\pi < \Psi(0) \leq 0$  на доступных временах счёта захват не наблюдается.

В случае неблагоприятного знака компоненты импульса заряда вдоль волнового фронта вначале частица, оставаясь захваченной, тормозится и меняет знак этого импульса, а затем имеет место её захват и ускорение. Соответственно этому на первом этапе движение изображающей точки на фазовой плоскости соответствует траектории около неустойчивого фокуса с увеличением расстояния от него по мере торможения заряда. На втором этапе, когда имеет место ускорение частицы электромагнитной волной, траектория изображающей точки отвечает движению около другой фазы — устойчивого фокуса с постепенным уменьшением амплитуды осцилляций по мере роста энергии заряда. Отметим, что чёткое выявление указанных характеристик движения частиц при серфинге на электромагнитной волне требует достаточно большого времени для численных расчётов, поскольку при ультрарелятивистских энергиях зарядов характерные времена существенного изменения параметров орбит частиц весьма велики.

$\Psi(0)$	-3	-2,8	-2,6	-2,4	-2,2	-2	-1,8	-1,6	-1,4
$\tau_c$	24 971	24 993	24 993	25 000	25 000	24 960	25 000	25 000	25 000
	0,6	0,8	1	1,2	1,4	1,6	1,8	2	2,2
$\tau_{tr}$	100	573	859	1255	1816	2696	1563	0	0
$u = 0,23, \beta_p = 0,37, h = 80, g = 9, a = 0$									
$\Psi(0)$	2,4	2,6	2,8	3					
$\tau_{tr}$	0	0	0	0					

В таблице:  $u = \omega_{He}/\omega$ ,  $\omega_{He} = eH_0/mc$  — гирочастота электронов плазмы;  $\beta_p$  — безразмерная фазовая скорость;  $h$  и  $g$  — компоненты импульса частицы вдоль магнитного поля и волнового фронта соответственно;  $a = d\Psi/dt$ .



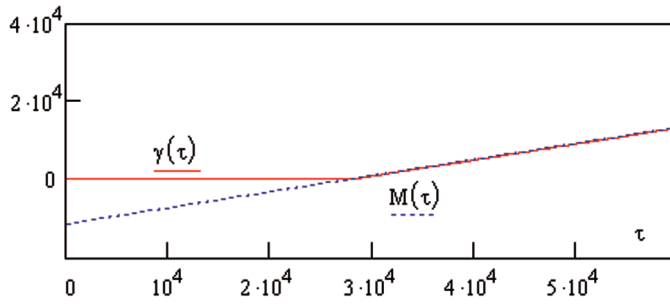


Рис. 1. Графики релятивистского фактора  $\gamma(\tau)$  и его аналитической аппроксимации  $M(\tau) = 9,281 + 0,312(\tau - 26\ 000)$

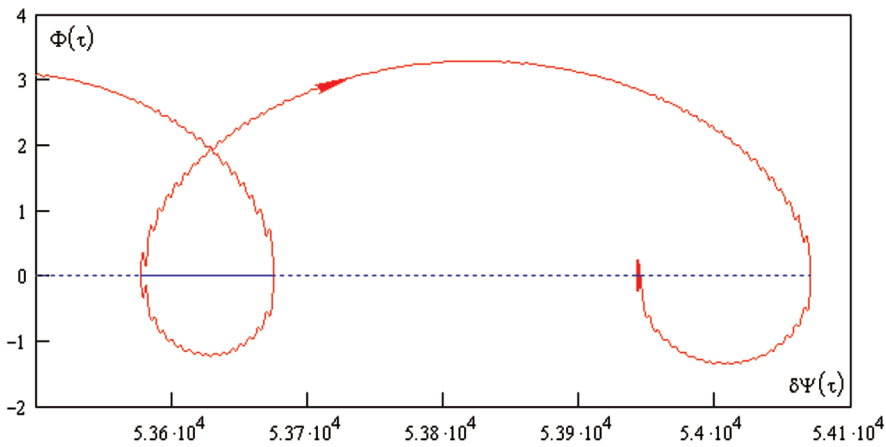


Рис. 2. Фазовая плоскость частицы для интервала времени  $(5,3...6) \cdot 10^4$

Для случая  $h = 20$ ,  $u = 0,2$ ,  $\beta_p = 0,9$ ,  $\sigma = 1,6\sigma_c$ ,  $g = 1$ ,  $a = 0$ ,  $\Psi(0) = -2$  график релятивистского фактора  $\gamma(\tau)$  и его аналитической аппроксимации  $M(\tau)$  представлен на рис. 1. Согласно рис. 1, после захвата волной частица ускоряется с постоянным темпом набора энергии. Малые вариации  $\gamma(\tau)$  имеются до момента захвата заряда волной, но они не заметны на графике.

При захвате через достаточно большое время типичная структура фазовой плоскости  $(\Psi, \Phi)$ , где  $\Phi = d\Psi/dt$ , на интервале времени  $(5,3...6) \cdot 10^4$ , включающем момент захвата заряда электромагнитной волной в режим серфинга, представлена на рис. 2.

До захвата волной траектория изображающей точки на фазовой плоскости  $(\Psi, \Phi)$  соответствует циклотронному вращению. Отметим малые вариации кривой, обусловленные нестационарностью эффективного потенциала  $U$ . Расчёты показывают, что при циклотронном вращении заряда фактор нестационарности  $U$  может приводить в некоторые моменты времени к возрастанию  $\gamma$  примерно на порядок от начального значения для умеренных величин  $\gamma(0)$ . В конце данного временного интервала динамика определяется колебаниями частицы с уменьшающейся амплитудой и возрастающим периодом в области дна эффективной потенциальной ямы. Ввиду низкого разрешения рис. 2,

на нём осцилляции в эффективной потенциальной яме незаметны. После захвата частицы волной траектория изображающей точки по спирали медленно приближается к особой точке типа устойчивый фокус. Этот процесс наглядно виден на кривой рис. 3, где показана фазовая плоскость системы для интервала времени  $(5,44...5,8) \cdot 10^4$ . На рис. 4 показана зависимость поперечных компонент безразмерной скорости частиц.

Расчёты для других значений параметров задачи дают аналогичные результаты. Рассмотрим динамику данной системы при наличии в начальный момент времени отстройки от черенковского резонанса частицы с волной. Согласно расчётам, после серии циклотронных оборотов заряда возникают черенковский резонанс, благоприятная для захвата фаза волны на траектории частицы и реализуется серфотронное ускорение. Однако заметим, что при больших продольных импульсах электрона захват происходит на очень больших временах.

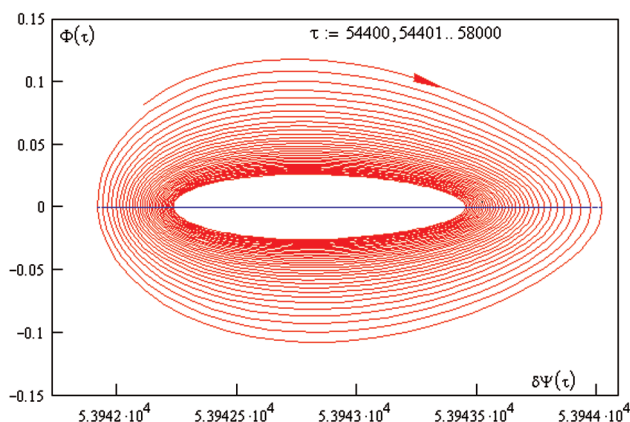


Рис. 3. Траектория изображающей точки в окрестности устойчивого фокуса

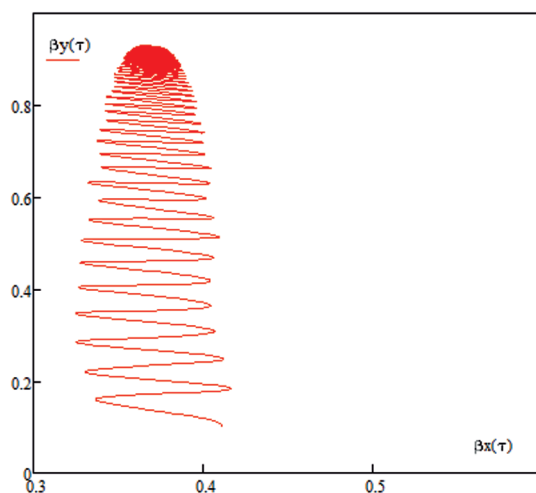


Рис. 4. Поперечные компоненты скорости частицы

Проведённое исследование представляет интерес для корректной интерпретации экспериментальных данных по регистрации потоков релятивистских частиц в космических условиях, включая околоземное пространство, а также для объяснения регистрируемых экспериментально особенностей в спектрах космических лучей.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Грибов и др., 1985] Грибов Б. Э., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. О затухании плазменных волн и ускорении резонансных электронов в поперечном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ (журнал экспериментальной и теоретической физики). 1985. Т. 42. Вып. 2. С. 54–58.
- [Ерохин и др., 1989] Ерохин Н. С., Мусеев С. С., Сагдеев Р. З. Релятивистский серфинг в неоднородной плазме и генерация космических лучей // Письма в Астрономический журн. 1989. Т. 15. № 1. С. 3–10.
- [Ерохин и др., 2008] Ерохин Н. С., Зольникова Н. Н., Михайловская Л. А. Особенности захвата и серфотронного ускорения ультрарелятивистских частиц в космической плазме в присутствии попутной волны // Вопросы атомной науки и техники. 2008. Т. 4. С. 114–118.
- [Кичигин, 2001] Кичигин Г. Н. Серфотронный механизм ускорения космических лучей в галактической плазме // Журн. экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). 2001. Т. 119. Вып. 6. С. 1038–1049.
- [Chernikov et al., 1992] Chernikov A. A., Schmidt G., Neishtadt A. I. Unlimited Particle Acceleration by Waves in a Magnetic Field // Physical Review Letters. 1992. V. 68. N. 10. P. 1507–1510.
- [Dieckmann et al., 2005] Dieckmann M. E., Eliasson B., Parviainen M., Shukla P. K., Ynnerman A. Electron surfing acceleration in oblique magnetic fields // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 2005. V. 367. P. 865–872.
- [Erokhin et al., 2007] Erokhin N., Zolnikova N., Shkevov R., Mikhailovskaya L. A., Trenchev P. On the charged particles surfatron acceleration in space plasmas // Доклады на Българската академия на науките. 2007. Т. 60. № 9. С. 967–972.
- [Katsouleas, Dawson, 1983] Katsouleas N., Dawson J. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma wave // Physical Review Letters. 1983. V. 51. N. 5. P. 392–395.
- [Wang, Quan-Ming, 2007] Wang De-Yu, Quan-Ming Lu. Electron surfing acceleration in a current sheet by perpendicular electrostatic waves // Advances in Space Research. 2007. V. 39. P. 1471.

## THE STRUCTURE OF THE PHASE PLANE AT CAPUTRE AND ACCELERATION OF ELECTRONS SERFATRON HIGH LONGITUDAL MOMENTUM

G. S. Mkrtychyan<sup>1</sup>, N. S. Erokhin<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Peoples' Friendship University of Russia (PFUR)

<sup>2</sup> Space Research Institute of Russian Academy of sciences (IKI RAN)

It is investigated the structure of phase plane during surfatron acceleration of charged particles with large longitudinal momentum by electromagnetic wave propagating in space plasma across external magnetic field. For large longitudinal momentum the electrons are trapped by the

immediately if the initial wave phase at the particle trajectory  $\Psi(0)$  is positive. For the negative values of  $\Psi(0)$  the electrons trapping by wave isn't observed. According to numerical calculations on the phase plane the trajectory for trapped particles has the stable focus and the trajectory behaviour corresponds to motion in complicated nonstationary effective potential.

*Keywords:* trap, surfatron acceleration, high longitudinal momentum, stable focus, effective potential, Cherenkov resonance.

---

**Mkrtichyan** Gohar Sergeevna — postgraduate, hay-13@mail.ru

**Erokhin** Nikolay Sergeevich — head of the department, doctor of physical and mathematical sciences, professor, nerokhin@mx.iki.rssi.ru

## АНАЛИЗ ТРАЕКТОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРАТКОСРОЧНЫХ МИССИЙ К ТОЧКЕ ЛИБРАЦИИ L2 СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ-ЛУНА

*Ю. А. Николаева, С. А. Аксёнов*

Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (МИЭМ НИУ ВШЭ)

Представлены результаты моделирования непрямого перелёта к точке L2 системы Земля-Луна. Рассчитаны окна запуска в 2021 г. для дней с наибольшей степенью освещённости обратной стороны Луны. Для этих дней были выбраны моменты запуска, соответствующие минимальным затратам топлива. На основе полученных данных были выбраны наиболее оптимальные моменты запуска космического аппарата.

*Ключевые слова:* точки либрации, система Земля-Луна, не прямой перелёт, краткосрочные миссии, окна запуска.

Точками либрации (Лагранжа) в ограниченной задаче трёх тел называются точки равновесия меньшего тела, т. е. такие точки, в которых тело с меньшей массой оказывается неподвижным относительно двух тяжёлых тел. В данной задаче в качестве тяжёлых тел выступают Земля и Луна, а в качестве тела с меньшей массой — космический аппарат. Это свойство точек либрации позволяет использовать их во многих приложениях. Для точки L2 системы Земля-Луна одним из них является изучение обратной стороны Луны (в том числе могут быть использованы миссии с выходом на квазипериодическую орбиту вокруг точки L2). Другие приложения — это изучение околоземного пространства либо основа для миссий за пределами системы Земля-Луна.

До сих пор ни один аппарат не садился на обратную сторону Луны. Для её изучения очень удобна точка L2, так как она находится за Луной. С этой целью возможны различные миссии — краткосрочные (подобные этой задаче), возможно пилотируемые, или долгосрочные, с выходом на квазипериодическую орбиту (гало или Лиссажу [Николаева и др., 2013]).

В работе [Dunham et al., 2012] описаны основные подходы к перелёту к точке L2 системы Земля-Луна: прямой и не прямой перелёты.

Прямой перелёт реализуется следующим образом — аппарат выводят на парковочную орбиту, откуда он одним мощным манёвром переводится на траекторию к точке L2. Величина этого манёвра составляет более 1000 м/с [Dunham et al., 2012]. В данной миссии используется всего один манёвр, что означает меньший риск. Общее время перелёта составляет чуть больше четырёх дней. В случае, если необходимо вернуть аппарат на Землю, миссия становится экономически невыгодной — требуются значительные затраты топлива для изменения направления движения аппарата.

Другим вариантом перелёта является не прямой перелёт (представлен на рис. 1). Общая схема полёта такова:

- аппарат выводится на парковочную орбиту вокруг Земли;
- манёвром, называемым ТТИ (Transfer Trajectory Insertion), аппарат направляется к Луне;

- аппарат достигает лунного перицентра данного участка траектории, где применяется манёвр S1 (высота над поверхностью Луны — 49 км), призванный уменьшить скорость движения аппарата и тем самым оставить его в гравитационном поле Луны;
- благодаря гравитационному полю Луны аппарат возвращается к ней в перицентр своей траектории (высота над поверхностью Луны — 50 км), где применяется манёвр S2 для возвращения аппарата на Землю.

В силу неравенства нулю сил, действующих на аппарат вне плоскости эклиптики, при перелёте за Луной траектория аппарата значительно искажается и выходит из плоскости. Однако для возвращения аппарата на Землю требуется совершить второй облёт Луны. Для возвращения аппарата в плоскость применяется манёвр Orbit Normal, совершаемый на участке траектории за Луной. Результаты расчётов с использованием этого манёвра представлены в работе [Аксенов и др., 2013].

При расчёте требуемого для миссии импульса манёвр ТП не учитывается, так как он фактически является третьей ступенью аппарата. Изначально значение скорости манёвра S1 полагалось равным 191 м/с, для манёвра S2  $\Delta V = 171$  м/с, величина манёвра Orbit Normal составляет  $\Delta V = 24$  м/с. Таким образом, имеем суммарный импульс миссии  $\Delta V = 386$  м/с [Dunham et al., 2012]. Эта величина значительно меньше значения суммарного импульса для прямого перелёта. Однако использование четырёх манёвров повышает риск миссии. Возможна оптимизация миссии, исключая использование манёвра Orbit Normal.

Если варьировать координату первой точки облёта, можно добиться того, что значение манёвра Orbit Normal будет равняться нулю. Это позволяет предположить, что от манёвра Orbit Normal можно отказаться. В данной работе представлены результаты расчётов без применения данного манёвра.

Основные характеристики миссии: общее время полёта, суммарный импульс (затраты топлива), степень освещённости обратной стороны Луны (для краткосрочных миссий), время, когда аппарат виден или не виден с Земли, и т. д. Оптимизация указанных параметров производилась путём варьирования координат первого облёта Луны и изменения времени запуска аппарата.

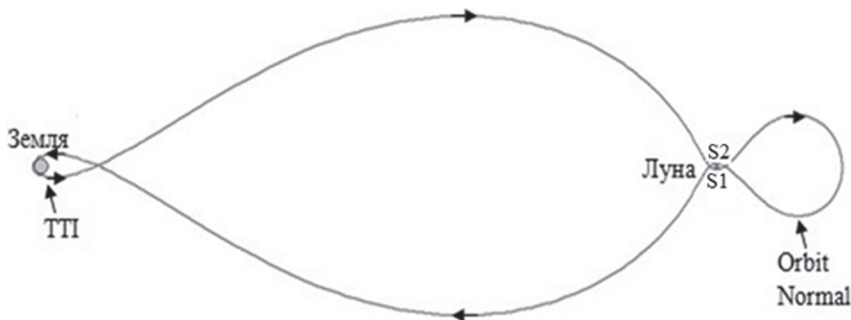


Рис. 1. Непрямой перелёт к точке L2 системы Земля-Луна

Важно отметить, что данная задача является многопараметрической и неустойчивой. Это означает, что возможна только локальная оптимизация параметров, глобальная оптимизация невозможна.

В данной работе время запуска аппарата выбиралось таким образом, чтобы степень освещённости обратной стороны Луны была наибольшей, что равносильно новолунию на Земле. В качестве опорного времени вылета предполагалось 23 июня 2021 г., согласно работе [Dunham et al., 2012].

Для моделирования данной траектории использовался пакет GMAT — свободно распространяемое программное обеспечение, разработанное NASA. Используемая модель гравитации — JGM-2, в качестве точечных масс учитываются Луна, Солнце, Юпитер, Венера и Марс. Метод решения дифференциальных уравнений — уравнение Рунге-Кутты 8-9-го порядка, искомая точность —  $10^{-10}$ .

Первостепенной задачей данного исследования было рассчитать окна запуска. На рис. 2 представлены результаты этих расчётов. Тёмными полосами обозначены промежутки времени, соответствующие окнам запуска; чёрными вертикальными чёрточками внутри них — моменты запуска, соответствующие наименьшим затратам топлива.

На рис. 2 видно, что некоторые окна запуска очень непродолжительны. Их можно расширить, удерживая аппарат на парковочной орбите на один оборот (в случае более долгого удержания элементы орбиты эволюционируют, чего допустить нельзя). На рис. 3 представлены графики зависимости суммарного импульса от времени запуска для аппарата, выведенного на траекторию непосредственно после вывода на парковочную орбиту и после оборота. Видно, что окно запуска несколько смещается и расширяется, а затраты топлива остаются прежними.

На рис. 4 представлены типовые графики зависимости суммарного импульса миссии от времени запуска аппарата. На графиках хорошо видно, как смещаются в течение месяца окна запуска по временной шкале. Также видно, что данные зависимости имеют глобальные минимумы.

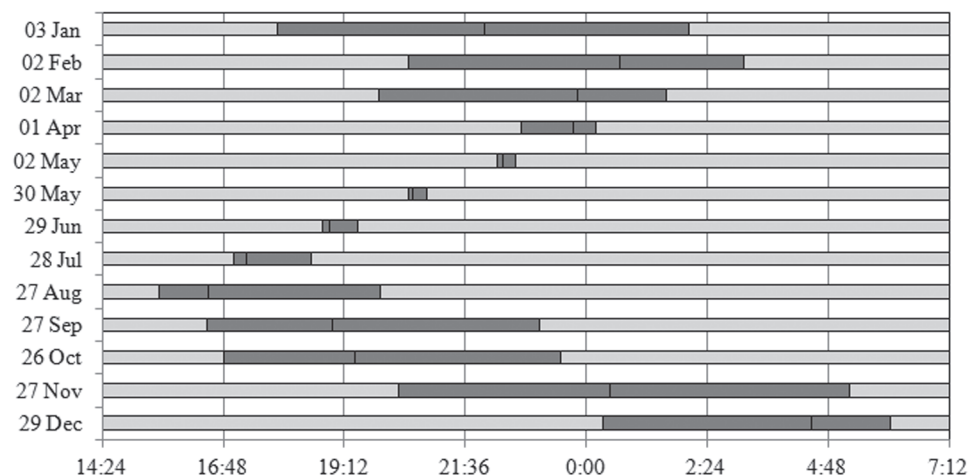


Рис. 2. Окна запуска для 2021 г.

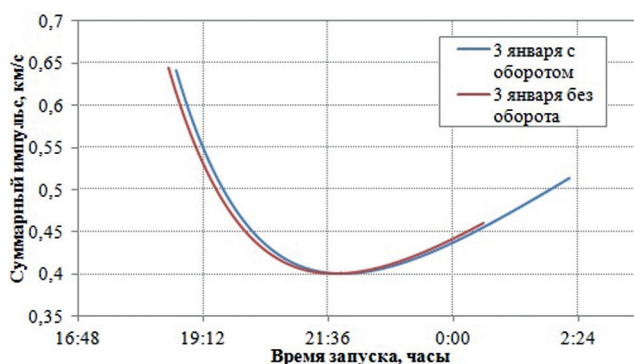


Рис. 3. Сравнение затрат топлива для миссий с различным временем на парковочной орбите

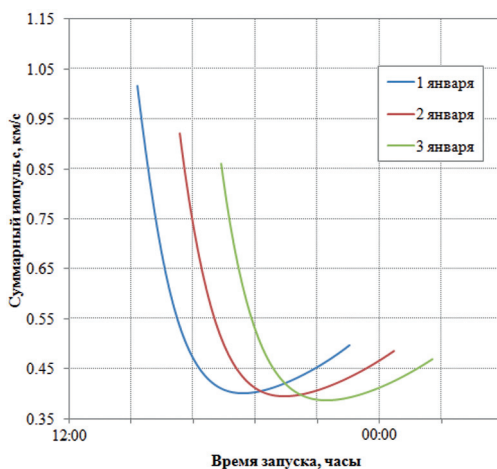


Рис. 4. Зависимость суммарного импульса от времени запуска аппарата

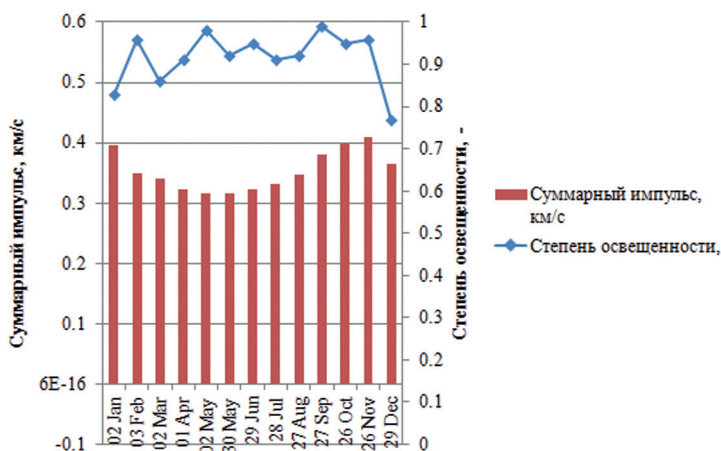


Рис. 5. Суммарный импульс и степень освещенности



На рис. 5 представлены значения суммарного импульса и степени освещённости обратной стороны Луны для дней с минимальными затратами топлива.

На рис. 5 видно, что наибольшая степень освещённости и наименьший суммарный импульс достигаются 2 мая. Этот день можно рекомендовать для начала краткосрочной миссии.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Аксёнов и др., 2013] *Аксёнов С. А., Ефремова Е. В., Данхэм Д.* Компьютерное моделирование миссии к точке либрации L2 системы Земля-Луна // International Scientific-Practical Conference “Innovative Information Technologies”. Prague, 2013, April 22–26.
- [Николаева и др., 2013] *Николаева Ю. А., Аксёнов С. А., Данхэм Д. У.* Анализ зависимости затрат топлива при непрямом перелете к точке L2 системы Земля-Луна от времени запуска аппарата // 12-я Международная конференция «Авиация и космонавтика-2013». 12–15 ноября 2013: Тезисы докладов / Под ред. В. А. Шевцов. СПб.: Мастерская печати, 2013. С. 229–231.
- [Dunham et al., 2012] *Dunham D., Farquhar R., Eismont N., Chumachenko E.* New Approaches for Human Deep-Space Exploration // 23<sup>rd</sup> Intern. Symp. Space Flight Dynamics (ISSFD). Pasadena, California, 29 Oct. – 2 Nov. 2012/ 15 p.

## ANALYSIS OF TRAJECTORY CHARACTERISTICS OF SHORT-TERM MISSIONS TO THE L2 LIBRATION POINT OF THE EARTH-MOON SYSTEM

*Iu. A. Nikolaeva, S. A. Aksenov*

Moscow Institute of Electronics and Mathematics of Higher School of Economics – National Research University (MIEM NRU HSE)

Results of indirect flight to the L2 libration point simulation are presented. Launch windows of day with the highest level of illumination of the far-side of the Moon for 2021 year have been computed. For these days launch times with the lowest  $\Delta V$  have been selected. According to the data received optimal launch times have been chosen.

*Keywords:* libration points, Earth-Moon system, indirect flight, short-term missions, launch windows.

---

**Nikolaeva** Iuliia Arkadievna — student, nikolaeva.juli@gmail.com  
**Aksenov** Sergey Alexeevich — docent, PhD

## ДВОЙНОЙ ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ

*Е. П. Попова, Н. А. Юхина*

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

Считается, что циклическая магнитная активность Солнца имеет основной период, равный примерно 22 годам. Однако более тщательные исследования показали, что солнечный цикл является более сложным. В последние десятилетия появилось большое число работ, в которых показано, что квазициклические импульсы магнитной активности появляются с периодами около 0,5...2,0 лет на фоне 22-летнего солнечного цикла.

В работе исследовано поведение динамо-волн в двухслойной среде в рамках нелинейного динамо с учётом толщины слоёв и меридиональной циркуляции. Показано, что в модели существуют режимы, аналогичные двойному циклу, наблюдаемому на Солнце. Были построены баттерфляй-диаграммы для полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля, воспроизводящие двойной цикл.

*Ключевые слова:* двойной цикл солнечной активности, полоидальное магнитное поле, тороидальное магнитное поле, меридиональная циркуляция.

Считается, что генерация магнитного поля Солнца и других звёзд происходит в результате работы механизма динамо, который основан на учёте совместного действия  $\alpha$ -эффекта и дифференциального вращения. Такая модель описывает волну полоидального и тороидального поля, которая может зависеть от различных физических характеристик среды. На основе такой схемы построена динамическая система в случае звёздного динамо в двухслойной среде с учётом меридиональных потоков и толщины слоёв для моделирования двойного цикла, в которой предполагалось, что источники динамо ( $\alpha$ -эффект и дифференциальное вращение) могут находиться на разной глубине конвективной зоны и действовать с разной интенсивностью. Кроме этого, в модели делалось предположение, что в верхнем слое конвективной зоны движение динамо-волны противоположно меридиональным потокам. Это приводило к торможению распространения тороидального поля и генерации медленных осцилляций. В более глубоких слоях предполагалось, что направления распространения динамо-волны и меридиональных потоков совпадают, в результате чего могут возникать быстрые осцилляции магнитного поля. За счёт этого помимо 22-летних осцилляций появляются квазидвухлетние осцилляции магнитного поля.

Уравнения динамо Паркера [Parker, 1993], описывающие генерацию и поведение магнитного поля Солнца в двухслойной среде, получаются из системы уравнений электродинамики средних полей [Краузе, Рэдлер, 1984] в предположении, что динамо-волна распространяется в тонкой сферической оболочке. При этом магнитное поле усредняется по радиусу в пределах некоторой сферической оболочки, и отбрасываются члены, описывающие эффекты кривизны вблизи полюса. Кроме этого, в данном приближении предполагается, что генерация магнитного поля происходит независимо в каждом слое. В работе [Попова, Юхина, 2013] показано, как учитывать меридиональные потоки и толщину слоя в модели динамо. В результате уравнения приобретают вид:

$$\frac{\partial A_i}{\partial t} = R_{\alpha i} \alpha_i B_i + \beta_i \frac{\partial^2 A_i}{\partial \theta^2} - V_i \frac{\partial A_i}{\partial \theta} - \eta_i^2 \beta_i A_i, \quad (1)$$

**Попова** Елена Петровна — научный сотрудник, popovaelp@mail.ru

**Юхина** Надежда Александровна — студентка, horigovaelena@mail.ru

$$\frac{\partial B_i}{\partial t} = R_{\omega i} \sin \theta \frac{\partial A_i}{\partial \theta} + \beta_i \frac{\partial^2 B_i}{\partial \theta^2} - \frac{\partial(V_i B_i)}{\partial \theta} - \eta_i^2 \beta_i B_i. \quad (2)$$

Здесь  $B_i$  — тороидальное магнитное поле;  $A_i$  пропорционально тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле ( $B_p = -\partial A/\partial \theta$ );  $\theta$  — широта, которая отсчитывается от экватора;  $t$  — время, измеряющееся в диффузионных единицах;  $R_{\alpha i}$  и  $R_{\omega i}$  характеризуют интенсивность  $\alpha$ -эффекта и дифференциального вращения соответственно;  $V_i$  — меридиональная циркуляция (размерность: один градус за одну диффузионную единицу времени);  $\eta_i$  характеризует толщину слоя;  $\beta_i$  — коэффициент турбулентной диффузии. Индекс  $i$  обозначает номер слоя (1 или 2). Предполагается, что происходит алгебраическое подавление спиральности, т. е.  $\alpha = \cos \theta / (1 + \xi^2 B^2) \approx \cos \theta (1 - \xi^2 B^2)$ ;  $\xi^{-1}$  — величина магнитного поля, при которой происходит существенное подавление  $\alpha$ -эффекта. Величину магнитного поля будем измерять в единицах  $\xi^{-1}$ , т. е. полагать  $\xi^{-1} = 1$ . В качестве граничных используем условия  $A(0) = B(0) = A(\pi) = B(\pi) = 0$ . Следуя работе [Попова, Юхина, 2013], рассматриваем меридиональную циркуляцию  $V_i = v_i \sin 2\theta$ . Чтобы описать растекание вещества к полюсам в верхнем слое и его возвращение в нижнем, будем задавать противоположные знаки меридиональной циркуляции в разных слоях. Рассмотрим случай, когда динамо-волны генерируются независимо от двух источников, один из которых расположен в глубине конвективной зоны, а другой — у поверхности. Такая необходимость возникла в связи с последними наблюдательными данными и предположениями на их основании, что существует глубинное динамо и приповерхностное [Kosovichev et al., 2013; Popova et al., 2013].

Для исследования системы (1)-(2) будем использовать маломодовое приближение, аналогично [Попова, Потемина, 2013]. Для этого построим динамическую систему, которая получается при проецировании уравнений (1)-(2) на минимально возможную систему нескольких первых собственных функций для задачи о затухании магнитного поля в случае отсутствия источников генерации. Следуя [Sokoloff, Nefedov, 2010; Попова, 2012], выбираем широтное распределение магнитного поля для каждого слоя следующего вида:

$$A(\theta, t)_i = a_{i1}(t) \sin \theta + a_{i2}(t) \sin 3\theta + a_{i3}(t) \sin 5\theta, \quad (3)$$

$$B(\theta, t)_i = b_{i1}(t) \sin 2\theta + b_{i2}(t) \sin 4\theta + b_{i3}(t) \sin 6\theta. \quad (4)$$

После подстановки выбранного вида компонент магнитного поля (3)-(4) в систему уравнений динамо (1)-(2) можно собрать множители при синусах одинакового аргумента и получить динамическую систему:

$$\begin{aligned} \dot{a}_{i1} = & -a_{i1}(0,5v_i + \beta_i) + 1,5v_i a_{i2} + 0,5R_{\alpha i} b_{i1} - 0,375R_{\alpha i} b_{i1}^3 - 0,75R_{\alpha i} b_{i1} b_{i2}^2 + \\ & + 0,375R_{\alpha i} b_{i1}^2 b_{i3} - 0,375R_{\alpha i} b_{i2}^2 b_{i3} - 0,75R_{\alpha i} b_{i1} b_{i3}^2 - \eta_i^2 \beta_i a_{i1}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \dot{a}_{i2} = & -0,5v_i a_{i1} - 9\beta_i a_{i2} + 2,5v_i a_{i3} + 0,5R_{\alpha i} b_{i1} + 0,5R_{\alpha i} b_{i2} - 0,375R_{\alpha i} b_{i1}^3 - \\ & - 0,75R_{\alpha i} b_{i1}^2 b_{i2} - 0,375R_{\alpha i} b_{i1} b_{i2}^2 - 0,375R_{\alpha i} b_{i2}^3 + 0,375R_{\alpha i} b_{i1}^2 b_{i3} - \\ & - 0,75R_{\alpha i} b_{i1} b_{i2} b_{i3} - 0,375R_{\alpha i} b_{i2}^2 b_{i3} - 0,75R_{\alpha i} b_{i1} b_{i3}^2 - 0,75R_{\alpha i} b_{i2} b_{i3}^2 - \eta_i^2 \beta_i a_{i2}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \dot{a}_{i3} = & -1,5v_i a_{i2} - 25\beta_i a_{i3} + 0,125R_{ci} b_{i1}^3 + 0,5R_{ci} b_{i2} + 0,5R_{ci} b_{i3} - \\ & -0,75R_{ci} b_{i1}^2 b_{i2} - -0,375R_{ci} b_{i1} b_{i2}^2 - 0,375R_{ci} b_{i2}^3 + 0,75R_{ci} b_{i1}^2 b_{i3} - \\ & -0,75R_{ci} b_{i1} b_{i2} b_{i3} - 0,75R_{ci} b_{i2}^2 b_{i3} - 0,75R_{ci} b_{i2} b_{i3}^2 - 0,375R_{ci} b_{i3}^3 - \eta_i^2 \beta_i a_{i3}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\dot{b}_{i1} = 0,5(R_{oi} a_{i1} - 3R_{oi} a_{i2} - 8\beta_i b_{i1} + 2v_i b_{i2}) - \eta_i^2 \beta_i b_{i1}, \quad (8)$$

$$\dot{b}_{i2} = 0,5(R_{oi} a_{i2} - 5R_{oi} a_{i3} - 32\beta_i b_{i2} + 4v_i (b_{i3} - b_{i1})) - \eta_i^2 \beta_i b_{i2}, \quad (9)$$

$$\dot{b}_{i3} = 0,5(5R_{oi} a_{i3} - 72\beta_i b_{i3} - 6v_i b_{i2}) - \eta_i^2 \beta_i b_{i3}. \quad (10)$$

Здесь индекс  $i$  обозначает номер слоя (1 или 2). Для определённости будем считать, что  $i = 1$  соответствует внешнему слою, а  $i = 2$  — внутреннему.

Численный анализ динамической системы (5)–(10) показал, что двойной цикл с соотношением периодов примерно 1:11 реализуется при меридиональной циркуляции, равной по модулю в обоих слоях и имеющей противоположное направление в них, на диапазоне динамо-чисел  $-10\,000 \dots -6500$ . В остальных случаях для реализации двойного цикла с соотношением периодов 1:11 требуются разные величины модулей меридиональной циркуляции.

На рис. 1а изображена бафтерфляй-диаграмма для тороидального магнитного поля, а рис. 1б — для полоидального магнитного поля, обе — в режиме двойного цикла при  $D = -6500$  и меридиональной циркуляции  $V_1 = -11 \sin 2\theta$  (во внешнем слое) и  $V_2 = 11 \sin 2\theta$  (во внутреннем). Линиями уровня показана волна с длинным периодом, градиацией синего и красного цвета — волна с коротким периодом. Пунктирными линиями уровня показано поле положительного знака, сплошными — отрицательного. Для волны с коротким периодом приведена шкала амплитуд.

Если во внешнем слое и в глубине динамо-число имеет разные знаки, то возможно существование двух динамо-волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Если рассмотреть максимальную толщину слоя, соответствующего положительному  $D$ , то она будет равна половине толщины конвективной зоны, это означает, что в таком слое может генерироваться только быстрая волна, максимальный период которой равен 0,3 диффузионной единицы.

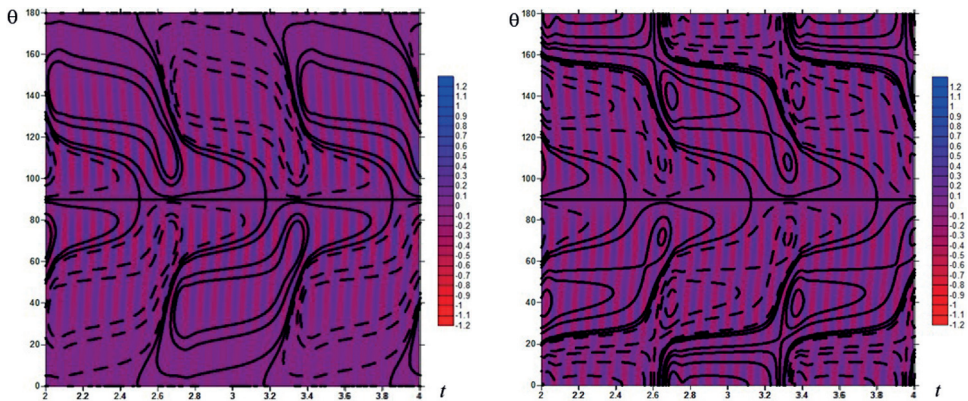


Рис. 1. Бафтерфляй-диаграмма для тороидального (а) и полоидального (б) магнитного поля

Максимальный период в этом случае достигается при меридиональной циркуляции, направленной против распространения динамо-волны, амплитудой которой равна примерно 14 модельным единицам.

Если в звезде меридиональные потоки перестроились таким образом, что один из слоёв стал слишком тонким, то в нём может гаситься генерация магнитного поля за счёт того, что динамо-число по модулю меньше порогового. Таким образом, перестройка по глубине меридиональных течений способна привести к подавлению генерации магнитного поля в определённых зонах звезды.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Краузе, Рэдлер, 1984] Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: Мир, 1984.
- [Попова, 2012] Попова Е. П. Маломодовая модель динамо с меридиональной циркуляцией в случае дипольной симметрии магнитного поля // *Астроном. журн.* 2012. Т. 89. № 10. С. 866–871.
- [Попова, Юхина, 2013] Попова Е. П., Юхина Н. А. Квазидвухлетний цикл солнечной активности и теория динамо // *Письма в Астроном. журн.* 2013. Т. 39. № 10. С. 810–816.
- [Kosovichev et al., 2013] Kosovichev A. G., Pipin V. V., Zhao J. Helioseismic Constraints and Paradigm Shift in Solar Dynamo // arXiv:1402.1901. 2013.
- [Parker, 1993] Parker E. N. A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation // *Astrophysical J. (ApJ)* 1993. V. 408. N. 2. P. 707–719.
- [Popova et al., 2013] Popova H., Zharkov S., Zharkova V. Probing latitudinal variations of the solar magnetic field in cycles 21–23 by Parker’s two-layer dynamo model with meridional circulation // *Annales Geophysicae*. 2013. V. 31. P. 2023–2038.
- [Popova, Potemina, 2013] Popova H., Potemina K. A. Modeling of the Solar Activity Double Cycle Using Dynamical Systems // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2013. V. 53. N. 8. P. 941–944.
- [Sokoloff, Nefedov, 2010] Sokoloff D. D., Nefedov S. N. Parker’s dynamo as specific behavior of a dynamical system // *Astronomy Letters*. 2010. V. 54. N. 3. P. 247–253.

## DOUBLE CYCLE OF SOLAR ACTIVITY IN TWO-LAYER MEDIA

H. P. Popova, N. A. Yuhina

M.V. Lomonosov Moscow State University (MSU)

We investigated the behavior of the dynamo waves using nonlinear dynamo with the thickness of the convective zone and the meridional circulation. The model has regimes which are similar to the double cycle observed on the sun. We built butterfly — diagrams for the poloidal and toroidal components of the magnetic field. We found a range of amplitudes of the meridional flow and the dynamo numbers with the thickness of the convection zone, which reproduces the double cycle of solar activity.

*Keywords:* double cycle of solar activity, poloidal magnetic field, toroidal magnetic field, meridional circulation.

---

Popova Helen — research fellow, popovaelp@mail.ru

Yuhina Nadejda — student, horicovaelena@mail.ru

## УРАВНЕНИЕ ГАМИЛЬТОНА-ЯКОБИ ДЛЯ МОДЕЛИ ДВУХМЕРНОГО ДИНАМО С МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ

*Е. П. Попова, Н. А. Юхина*

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

Построено уравнение Гамильтона-Якоби для двухмерного динамо с учётом меридиональной циркуляции с помощью метода, аналогичного методу Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБ). Такое уравнение позволяет аналитически исследовать зависимость длительности цикла солнечной активности от меридиональных потоков.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ) (проекты № 12-02-00170, 12-02-00884).

*Ключевые слова:* двойной цикл солнечной активности, полоидальное магнитное поле, тороидальное магнитное поле, меридиональная циркуляция.

Циклы солнечной магнитной активности представляют собой хорошо известное явление. Оно связано с распространением магнитогидродинамической волны, видимой, прежде всего, по широтно-временному распределению солнечных пятен от средних широт к экватору. Природа цикла магнитной активности связывается с действием механизма солнечного динамо, простейшая схема которого для однослойной среды была предложена в работе [Parker, 1955]. Согласно такой схеме, магнитное поле звезды представимо в виде двух компонент: полоидальной и тороидальной. Тороидальное магнитное поле получается из полоидального под действием дифференциального вращения. Обратный процесс превращения тороидального магнитного поля в полоидальное происходит под действием альфа-эффекта, связанного с нарушением зеркальной симметрии конвекции во вращающемся теле. Это приводит к генерации и распространению внутри солнечной конвективной зоны волны крупномасштабного квазистационарного магнитного поля (динамо-волны), с которой и связано образование солнечных пятен. Уравнения динамо среднего поля для двумерной (радиус-широта) модели можно исследовать асимптотически, с помощью метода, аналогичного методу ВКБ (Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна).

Уравнения электродинамики среднего поля, описывающие генерацию осесимметричного магнитного поля в дифференциально вращающемся сферическом слое, имеют вид [Иванова, Рузмайкин, 1976]:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (Ar) + \frac{\beta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \cos \theta) \right], \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial \theta} = & \frac{-D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Ar \cos \theta) + \frac{D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} (Ar \cos \theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \alpha \frac{\partial}{\partial r} (Ar) \right] - \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{\alpha}{r \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \cos \theta) \right] + \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (Br) + \frac{\beta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (B \cos \theta) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Попова Елена Петровна — научный сотрудник, popovaelp@mail.ru

Юхина Надежда Александровна — студентка, horicovaelena@mail.ru



Здесь  $B(r, \theta)$  — тороидальное магнитное поле; компонента  $A(r, \theta)$  пропорциональна тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле;  $r$  и  $\theta$  — радиус и широта в сферической системе координат с центром в центре Солнца (звезды),  $\theta = 0$  соответствует экватору; безразмерный параметр  $D$  (динамо-число), характеризует амплитуду  $\alpha$ -эффекта и дифференциального вращения. Величины  $\alpha$  и  $\beta$  являются функциями положения, причём  $\alpha$  обозначает  $\alpha$ -эффект (среднюю турбулентную спиральность), обеспечивающий образование полоидального поля из тороидального;  $\beta$  — коэффициент турбулентной диффузии, полагаемый здесь однородным;  $\Omega$  — угловая скорость. Время измеряется в единицах времени диффузии  $R^2/\beta$ , а длина — в единицах внутреннего радиуса конвективной зоны  $R$ .

Решение системы (1)-(2) можно искать в виде волн, в этом случае — в форме:

$$\begin{pmatrix} \hat{A}(r, \theta) \\ \hat{B}(r, \theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A(r, \theta) \\ D^{2/3} B(r, \theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu(r, \theta) \\ \nu(r, \theta) \end{pmatrix} \exp\left[ \left( |D|^{2/3} \Gamma t + i |D|^{1/3} S(r, \theta) \right) \right], \quad (3)$$

где  $S(r, \theta)$ ,  $\mu(r, \theta)$  и  $\nu(r, \theta)$  — гладкие функции;  $S$  — аналог действия; комплексное  $\Gamma$  определяет собственное значение, его действительная часть даёт скорость роста, а мнимая — длительность цикла активности. Множители в комплексной скорости роста  $|D|^{2/3}$  и  $|D|^{1/3}$  в действии выбраны так, чтобы дифференциальное вращение,  $\alpha$ -эффект, собственное значение и диссипация оказались одного порядка и вошли в старший член асимптотического разложения.

При подстановке выбранного вида искомого решения в уравнения Паркера получаем алгебраическую систему уравнений для  $\mu$  и  $\nu$ . Условием разрешимости для этой системы является дисперсионное соотношение для частоты динамо-волны и её волнового вектора, т. е. уравнение Гамильтона-Якоби:

$$\left[ \Gamma + (S_r)^2 + \frac{1}{r^2} (S_\theta)^2 \right]^2 = i r \alpha \cos \theta (G S_\theta + F S_r),$$

$$G = \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r},$$

$$F = \frac{-1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta}.$$

Здесь  $\Gamma$  — собственное значение ведущей моды;  $S_r$  и  $S_\theta$  — частные производные от  $S$ . В работе [Belvedere et al., 2000] было показано, что асимптотические решения на основе такого приближения дают достаточно корректное качественное объяснение имеющихся солнечных наблюдений. Они согласуются также и с результатами численного анализа. Основной особенностью решения, полученного с использованием двумерной модели, является его соответствие закону Йошимуры, согласно которому динамо-волна распространяется вдоль линий постоянной угловой скорости.

Однако данный подход не позволяет учитывать сложные потоки вещества в зоне генерации магнитного поля. Целью данной работы является вывод уравнений, содержащих меридиональную циркуляцию, и получение для них уравнения Гамильтона-Якоби.



Представив поток вещества в виде  $U(r, \theta) = U_r(r, \theta)\mathbf{e}_r + U_\theta(r, \theta)\mathbf{e}_\theta + \Omega(r, \theta) \times r \sin \theta \mathbf{e}_\varphi$ , подставляя это выражение в уравнение для крупномасштабного магнитного поля (уравнение Штеенбека-Краузе-Рэдлера) и полагая  $U_r(r, \theta) = V_r(r, \theta) |D|^{1/3}$ ,  $U_\theta(r, \theta) = V_\theta(r, \theta) |D|^{1/3}$ , можно получить систему уравнений динамо с учётом меридиональных потоков в двумерном случае:

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (Ar) + \frac{\beta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \cos \theta) \right] - V_\theta \frac{1}{r \cos \theta} \frac{\partial (A \cos \theta)}{\partial \theta} - V_r \frac{1}{r} \frac{\partial (Ar)}{\partial r}, \\ \frac{\partial B}{\partial \theta} = \frac{-D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Ar \cos \theta) + \frac{D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} (Ar \cos \theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial (V_\theta B)}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial (r V_r B)}{\partial r} - \\ - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \alpha \frac{\partial}{\partial r} (Ar) \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{\alpha}{r \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \cos \theta) \right] + \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (Br) + \frac{\beta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (B \cos \theta) \right]. \end{cases}$$

Используя асимптотическое разложение (3), получаем алгебраическую систему уравнений относительно гладких функций  $\mu$  и  $\nu$ , условием разрешимости которой служит уравнение Гамильтона-Якоби:

$$\left[ \Gamma + (S_r)^2 + \frac{1}{r^2} (S_\theta)^2 + \frac{i}{r} S_\theta V_\theta + i V_r S_r \right]^2 = i r \alpha \cos \theta (G S_\theta + F S_r).$$

## ЛИТЕРАТУРА

- [Иванова, Рузмайкин, 1076] *Иванова Т. С., Рузмайкин А. А.* Магнитогидродинамическая динамо-модель солнечного цикла // *Астроном. журн.* 1976. Т. 53. С. 398–410.
- [Belvedere et al., 2000] *Belvedere G. M., Kuzanyan K. M., Sokoloff D. D.* A two-dimensional asymptotic solution for a dynamo wave in the light of the solar internal rotation // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2000. V. 315. N. 4. P. 778–790.
- [Parker, 1955] *Parker E. N.* Hydromagnetic dynamo models // *Astrophysical J. (ApJ)*. 1955. V. 122. P. 293–314.

## HAMILTON-JACOBI EQUATION FOR THE TWO-DIMENSIONAL DYNAMO MODEL WITH MERIDIONAL CIRCULATION

*H. P. Popova, N. A. Yukhina*

M.V. Lomonosov Moscow State University (MSU)

We built Hamilton-Jacobi equation for the two-dimensional dynamo considering meridional circulation using a method similar to the WKB. This equation allows us to analytically study the dependence of the duration of the solar cycle on the meridional flow.

*Keywords:* double cycle of solar activity, poloidal magnetic field, toroidal magnetic field, meridional circulation

**Popova** Helen — research fellow, [popovaelp@mail.ru](mailto:popovaelp@mail.ru)

**Yukhina** Nadejda — student, [horicovaelena@mail.ru](mailto:horicovaelena@mail.ru)

## СВЯЗЬ ХАРАКТЕРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА С ИХ ВСПЫШЕЧНОЙ ПРОДУКТИВНОСТЬЮ

В. М. Садыков<sup>1,2</sup>, И. В. Зимовец<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (Государственный университет) (МФТИ)

<sup>2</sup> Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Рассмотрено 95 изолированных активных областей в произвольный момент их нахождения на диске Солнца. 28 из 95 активных областей наблюдались инструментами MDI/SOHO и TRACE, остальные 67 активных областей — инструментами HMI/SDO и AIA/SDO. По фотосферным магнитограммам восстанавливались силовые линии магнитного поля в потенциальном приближении в каждой области. Восстановленные линии сравнивались с магнитоплазменными структурами (магнитными петлями), наблюдаемыми в диапазоне экстремального ультрафиолета. На основании мнения группы экспертов сделан вывод о характере поля в каждой из областей (потенциальный, непотенциальный, промежуточный). Информация о характере поля каждой области дополнена историей её вспышечной активности. Установлено, что потенциальное приближение наблюдается только для 18 % рассмотренных активных областей. Показано, что в потенциальных областях не бывает вспышек класса выше C4.0. Утверждается, что на основе лишь определения характера поля в активной области нельзя с вероятностью большей, чем 16 %, предсказать появление в ней мощной (класса M или X) вспышки в течение 24 ч после момента её рассмотрения. Дополнительным результатом данной работы является оценка характерного времени роста токов в активных областях — 8 ч.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских учёных-кандидатов наук МК-3931.2013.2, РФФИ (проекты № 13-02-91165-ГФЕН\_А и 13-02-00202) и Программы Президиума РАН «Поддержка молодых учёных».

*Ключевые слова:* солнечные вспышки, магнитное поле, активные области на Солнце.

### ВВЕДЕНИЕ

На Солнце часто происходят процессы, сопровождающиеся сильным энерговыделением (солнечные вспышки, корональные выбросы масс). Результатами выделения энергии являются ускоренные до релятивистских энергий частицы, разогретая до высоких температур ( $T \approx 10...100$  МК) выбрасываемая плазма, жесткое электромагнитное излучение. Большое воздействие оказывается, например, на магнитосферу Земли и на аппаратуру спутников [Space Weather..., 2005].

Магнитное поле — основной резервуар энергии в солнечной атмосфере. Знание о том, как устроено магнитное поле спокойного Солнца и его активных областей, представляется необходимым для понимания процессов энерговыделения и прогнозирования наиболее сильных событий солнечной активности.

---

Садыков Вячеслав Маратович — студент, старший лаборант, viacheslav.sadykov@gmail.com

Зимовец Иван Викторович — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, ivanzim@mail.ru

На сегодняшний день в рутинном режиме магнитное поле измеряется только на уровне солнечной фотосферы. Регулярных измерений поля в солнечной хромосфере и короне пока что нет. Однако там поле можно рассчитать (восстановить) при помощи различных математических моделей, используя информацию о поле на фотосфере в качестве граничных условий. В данной работе поле активных областей восстанавливается в потенциальном приближении, предполагающем полное отсутствие токов в солнечной короне и хромосфере. Используется метод, развитый в статье [Садыков, Зимовец, 2014]. Это не единственный метод, позволяющий восстанавливать поля в потенциальном приближении. Различные решения этой задачи есть в работах [Ден, 2002; Rudenko, 2001], а также в работах других авторов.

Известно, что при заданных на фотосфере граничных условиях потенциальное магнитное поле представляет собой конфигурацию с наименьшей энергией [Прист, 1985]. В течение вспышки продольная компонента поля на фотосфере, однозначно определяющая потенциальное поле над фотосферой, по-видимому, изменяется незначительно [Подгорный, Подгорный, 2013]. Поэтому энергия, выделяемая во вспышечных процессах, должна быть связана не с потенциальным полем. По всей видимости, эта энергия содержится в токах, протекающих в активной области. В свою очередь, токи, протекающие в области, отклоняют конфигурацию её магнитного поля от потенциальной. По этой причине можно ожидать корреляции между вспышечной продуктивностью области и степенью отклонения магнитного поля области от потенциального состояния. Цель данной работы — на основании анализа большого числа активных областей Солнца изучить, применимо ли потенциальное приближение для описания их магнитного поля, а также исследовать возможную связь вспышечной продуктивности активных областей и характера поля в них (потенциальный, непотенциальный, промежуточный).

## ПРЕДМЕТ И МЕТОД АНАЛИЗА

Для восстановления магнитного поля методом, развитым в статье [Садыков, Зимовец, 2014], необходима только компонента поля вдоль луча зрения (направления Земля-Солнце), заданная на фотосфере. Она используется в качестве граничных условий. Данные необходимы только в окрестности интересующей области, что позволяет как избежать задач аппроксимаций поля на обратную сторону Солнца, так и пользоваться данными магнитографов с ограниченным полем зрения.

Нами исследованы 95 активных областей или же комплексов активных областей (в дальнейшем — активных областей). Первые 28 областей приведены и обсуждены в статье [Schrijver et al., 2005]. Остальные 67 активных областей, наблюдавшихся в период работы миссии SDO [Pesnell et al., 2012], были отобраны нами. Все отобранные для анализа области соответствуют следующим критериям: они относительно изолированы (это означает, что в окрестности области порядка её удвоенного диаметра нет других активных областей), а качество данных для каждой из областей приемлемо для проведения анализа. Первый критерий позволяет исключить влияние магнитного поля соседних областей. В статье [Schrijver et al., 2005] количество проанализированных областей

было больше чем 28. Однако, на наш взгляд, только для 28 из рассмотренных в этой статье областей качество наблюдательных данных позволяет надёжно определить характер магнитного поля.

Отбор активных областей, наблюдавшихся в период работы космического аппарата SDO, происходил на вебсайте <http://solarmonitor.org>. Рассматривался период с мая 2010 г. по июль 2013 г. К сожалению, информация на данном вебсайте доступна примерно для 74 % данного временного периода.

В каждой из отобранных областей в произвольный момент времени было восстановлено 200 случайно расположенных силовых линий магнитного поля в потенциальном приближении. В качестве граничных условий использованы магнитограммы по лучу зрения, полученные магнитографами MDI/SOHO [Scherrer et al., 1995] (96-минутные магнитограммы для 28 областей из статьи [Schrijver et al., 2005]) и HMI/SDO (45-секундные магнитограммы для 67 областей, наблюдаемых в период работы SDO).

Известно, что отношение магнитного давления плазмы к кинетическому в солнечной короне обычно много больше единицы [Gary, 2001]. Поэтому корональные магнитоплазменные структуры, наблюдаемые ультрафиолетовыми телескопами, должны соответствовать силовым линиям реального магнитного поля в короне. Для того чтобы понять, хорошо ли используемое нами приближение для магнитного поля описывает реальное поле активной области, необходимо сравнить восстановленные линии с магнитоплазменными структурами. Для этой процедуры были использованы изображения телескопа TRACE [Handy et al., 1999] в каналах 171 и 195 Å, а также телескопа AIA/SDO [Lemen et al., 2012] в канале 171 Å.

Безусловно, использованное в данной работе визуальное сопоставление восстановленных силовых линий поля и магнитоплазменных структур имеет субъективный характер. Для большей объективности результатов сравнение проводилось независимо авторами этой работы, а также их коллегами Алексеем Струминским, Иваном Шарькиным и Такае Инамориза («группа экспертов», ИКИ РАН). Каждый эксперт оценивал каждую область следующим образом: если восстановленные линии поля и магнитоплазменные структуры, на его взгляд, совпадали хорошо, то он присваивал области 1 балл, а если соответствие было плохим, то области присваивалось 0 баллов. Если эксперт оценивал соответствие как среднее (промежуточное), то области присваивалось 0,5 балла. Эксперты не получали никаких предварительных критериев оценки областей. Но они знали, что собой представляет потенциальное приближение для магнитного поля на Солнце.

Оценки экспертов для каждой области суммировались. Магнитное поле в активной области считалось потенциальным (а активная область — потенциальной), если суммарная оценка для области равнялась 4 и выше. Поле области считалось непотенциальным (а сама область — непотенциальной), если суммарная оценка области равнялась 1 или ниже. В остальных случаях характер магнитного поля области признавался промежуточным.

Для каждой области была определена вспышечная активность. Фиксировались все вспышки рентгеновского балла C1.0 и выше, произошедшие в области за 24-часовой период времени с момента расчёта магнитного поля (момента рассмотрения). Информация о вспышках получена с вебсайта <http://solarmonitor.org>.

## СВЯЗЬ ХАРАКТЕРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Обсудим корреляцию и особенности, обнаруженные в ходе анализа магнитного поля выбранных активных областей Солнца и их вспышечной активностью.

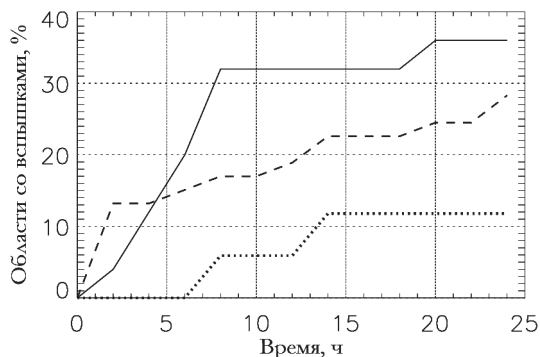
Из 95 рассмотренных активных областей Солнца 17 — потенциальные. Характер магнитного поля является непотенциальным в 25 из 95 рассмотренных областей и промежуточным — в 53 из 95 активных областей. Таким образом, только для 18 % изолированных активных областей, рассмотренных в некоторый произвольный момент времени, потенциальное приближение для магнитного поля адекватно. Поэтому необходимо с большой осторожностью использовать потенциальное приближение для расчёта магнитного поля активных областей Солнца.

На рис. 1 показана зависимость доли активных областей каждого характера поля (в процентах от общего числа областей с тем же характером поля), в которых имели место вспышки, от времени, прошедшего после момента рассмотрения. Очевидно, что вспышки происходили гораздо чаще в непотенциальных областях. В пределах 24 ч после момента рассмотрения вспышки имели место в 9 из 25 непотенциальных областей (36 %), в 15 из 53 областей промежуточного характера поля (28 %) и всего в двух из 17 потенциальных областей (12 %). Это можно интерпретировать следующим образом. Геометрия магнитного поля каждой области отклоняется от потенциальной тем сильнее, чем больше токи, протекающие в данной области. В свою очередь большие токи запасают большую энергию, которая может выделяться во вспышечных процессах. Поэтому в непотенциальных областях гораздо чаще имеют место вспышечные процессы.

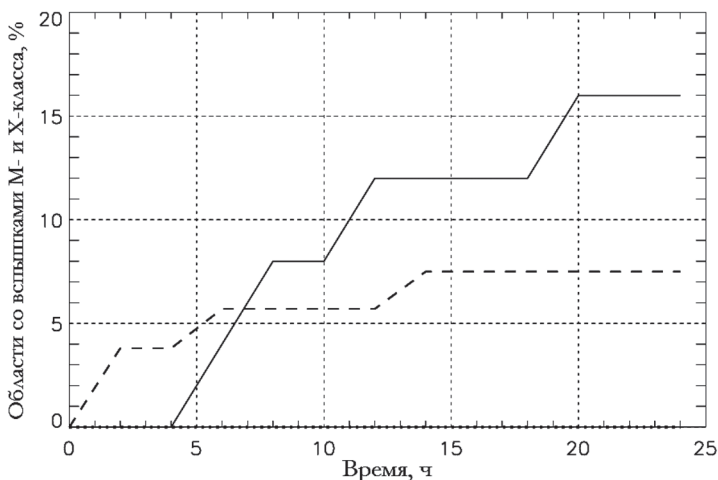
Обратим внимание на кривую для непотенциальных областей (см. рис. 1). Можно заметить, что доля непотенциальных областей, в которых наблюдались вспышки после момента рассмотрения, сильно растёт в первые 8 ч после момента рассмотрения, а далее имеет примерно постоянное значение вплоть до конечной точки зависимости — 24 ч после момента рассмотрения. Другими словами, если в области, определённой как непотенциальная, происходили вспышки (назовём такие области непотенциальными вспышечными), то первая вспышка, очень вероятно, имела место в течение первых 8 ч после момента рассмотрения. Также можно видеть, что практически нет непотенциальных вспышечных областей с первой вспышкой, произошедшей через восемь и более часов после момента рассмотрения. Можно дать следующее объяснение этому результату. В непотенциальных вспышечных областях запас энергии токов достаточен, чтобы произвести вспышку. В областях, в которых первая вспышка происходит через восемь и более часов после момента рассмотрения, запасённой токами энергии на момент рассмотрения всё ещё недостаточно для вспышечного процесса, и в течение первых 8 ч токи нарастают до значений, необходимых для производства вспышки. Меньшие токи приводят к меньшим отклонениям магнитного поля от потенциального, и, следовательно, к меньшим шансам для областей, в которых это наблюдается, иметь непотенциальный характер. Поэтому области с малыми на момент рассмотрения токами среди непотенциальных практически не наблюдаются. Эти рассуждения позволяют оценить нижнюю границу характерного времени роста токов в области, достаточной для вспышки, 8 ч. Согласно статье [Schrijver et al., 2005] характерное

время роста токов в активных областях составляет от 10 до 30 ч. Таким образом, наша оценка нижнего предела согласуется с оценкой в данной статье.

Ещё один результат, который необходимо выделить, связан со вспышечной активностью в областях, классифицируемых нами как потенциальные. В таких областях не наблюдаются вспышки с рентгеновским классом выше C4.0 в течение 24 ч после рассмотренного момента.



**Рис. 1.** Зависимость доли потенциальных областей (пунктирная линия), непотенциальных областей (сплошная линия) и областей промежуточного характера (штриховая линия), в которых произошла хотя бы одна вспышка рентгеновского балла C1.0 и выше, начиная с момента рассмотрения, от времени (в часах), прошедшего после момента рассмотрения. Доля областей каждого класса указана в процентах от общего числа областей класса



**Рис. 2.** Зависимость доли потенциальных областей (пунктирная линия), непотенциальных областей (сплошная линия) и областей промежуточного характера (штриховая линия), в которых произошла хотя бы одна вспышка рентгеновского балла M1.0 и выше начиная с момента рассмотрения, от времени, прошедшего после момента рассмотрения. Время, прошедшее после момента рассмотрения, отложено в часах. Доля областей каждого класса указана в процентах от общего числа областей класса

Однако возникает вопрос: почему все-таки в потенциальных областях происходят малые (класса С и ниже) вспышки? В них ведь нет токов, а значит, и нет свободной магнитной энергии! На этот вопрос можно ответить следующим образом. Малая вспышка является локализованным в пространстве процессом — сильные токи протекают только в малом вспышечном ядре. Эти локализованные токи не сказываются на общей (глобальной) потенциальной структуре поля таких областей, которая определяется используемыми нами методами.

Отдельно нами рассмотрена статистика вспышек М- и X-класса для исследованных областей, так как только мощные вспышки способны оказывать серьёзное влияние на межпланетное пространство и Землю. На рис. 2 показана зависимость доли активных областей каждого характера поля (в процентах от общего числа областей с тем же характером поля), в которых имели место вспышки классов М и X, от времени, прошедшего после момента рассмотрения. В потенциальных областях подобных вспышек не наблюдается вообще (причина этого результата обсуждалась в предыдущем пункте). В непотенциальных областях в пределах 24 ч после момента рассмотрения вспышка класса М или X происходит с вероятностью лишь 16 %. Для областей промежуточного характера эта цифра составляет 8 %. Данный результат говорит о том, что прогностическая ценность анализа магнитного поля, основанная на определении характера поля (потенциальный, непотенциальный, промежуточный), невысока.

## ВЫВОДЫ

Проведён статистический анализ характера магнитного поля (потенциальный, непотенциальный, промежуточный) для 95 изолированных активных областей на Солнце.

Основной вывод работы заключается в следующем: потенциальное приближение адекватно описывает реальное магнитное поле области только для 18 % случайно выбранных изолированных активных областей, рассмотренных в произвольный момент времени. Поэтому необходимо с большой осторожностью использовать потенциальное приближение для расчёта магнитных полей в активных областях Солнца.

Из сопоставления характера магнитного поля активных областей Солнца и их вспышечной активности можно заключить, что вспышки происходят чаще в непотенциальных областях (в 36 % областей), чем в потенциальных (в 12 % областей), в пределах 24 ч после установления характера магнитного поля области. В потенциальных областях не происходят вспышки рентгеновского балла выше чем С4.0. Сильные солнечные вспышки (рентгеновских баллов М и X) имеют место лишь в 16 % непотенциальных областей и всего в 8 % областей с полем промежуточного характера в пределах 24 ч после момента рассмотрения. Поэтому можно заключить, что прогностическая ценность анализа магнитного поля, основанная на определении его характера (потенциальный, непотенциальный, промежуточный), для предсказания вспышечной активности низка.



Дополнительным результатом данной работы является оценка характерного времени роста токов в активных областях — 8 ч. Это согласуется с оценкой, сделанной в работе [Schrijver et al., 2005].

Авторы выражают благодарность своим коллегам Алексею Струминскому, Ивану Шарыкину и Такае Инамориза за помощь в исследованиях. Также авторы благодарны коллективам разработчиков космических аппаратов SDO (приборы AIA, HMI), SOHO (прибор MDI) и TRACE за предоставленные наблюдательные данные, а также программное обеспечение для их обработки.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Ден, 2002] Ден О. Г. Расчёт потенциального магнитного поля локальной области на Солнце по измеряемой наклонной компоненте // Письма в Астроном. журн. 2002. Т. 28. № 5. С. 393–400.
- [Подгорный, Подгорный, 2013] Подгорный И. М., Подгорный А. И. Динамика активных областей Солнца, производящих мощные вспышки // Астроном. циркуляр: Доклады, представленные на семинаре «Физика солнечной короны. Основные достижения и перспективы. Памяти Анны Борисовны Делоне (1928–2012)». Москва, ГАИШ, 20–21 дек. 2012. 2013. АЦ № 1586. 6 с.
- [Прист, 1985] Прист Э. Р. Солнечная магнитная гидродинамика. М.: Мир, 1985. 171 с.
- [Садыков, Зимовец, 2014] Садыков В. М., Зимовец И. В. Метод функции Грина для расчета потенциального магнитного поля в активных областях Солнца с учётом сферичности // Астроном. журн. 2014. Т. 91. № 5. С. 409–416.
- [Gary, 2001] Gary G. A. Plasma Beta above a Solar Active Region: Rethinking the Paradigm // Solar Physics. 2001. V. 203. Iss. 1. P. 71–86.
- [Handy et al., 1999] Handy B. N., Acton L. W., Kankelborg C. C., Wolfson C. J., Akin D. J., Bruner M. E., Carvalho R., Catura R. C., Chevalier R., Duncan D. W., Edwards C. G., Feinstein C. N., Freeland S. L., Friedlaender F. M., Hoffmann C. H., Hurlburt N. E., Jurcevich B. K., Katz N. L., Kelly G. A., Lemen J. R., Levay M., Lindgren R. W., Mathur D. P., Meyer S. B., Morrison S. J., Morrison M. D., Nightingale R. W., Pope T. P., Rehse R. A., Schrijver C. J., Shine R. A., Shing L., Strong K. T., Tarbell T. D., Title A. M., Torgerson D. D., Golub L., Bookbinder J. A., Caldwell D., Cheimets P. N., Davis W. N., Deluca E. E., McMullen R. A., Warren H. P., Amato D., Fisher R., Maldonado H., Parkinson C. The Transition Region and Coronal Explorer // Solar Physics. 1999. V. 187. Iss. 2. P. 229–260.
- [Lemen et al, 2012] Lemen J. R., Title A. M., Akin D. J., Boerner P. F., Chou C., Drake J. F., Duncan D. W., Edwards C. G., Friedlaender F. M., Heyman G. F., Hurlburt N. E., Katz N. L., Kushner G. D., Levay M., Lindgren R. W., Mathur D. P., McFeaters E. L., Mitchell S., Rehse R. A., Schrijver C. J., Springer L. A., Stern R. A., Tarbell T. D., Wuelser J.-P., Wolfson C. J., Yanari C., Bookbinder J. A., Cheimets P. N., Caldwell D., Deluca E. E., Gates R., Golub L., Park S., Podgorski W. A., Bush R. I., Scherrer P. H., Gummie M. A., Smith P., Aufer G., Jerram P., Pool P., Soufli R., Windt D. L., Beardsley S., Clapp M., Lang J., Waltham N. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Physics. 2012. V. 275. Iss. 1-2. P. 17–40.
- [Pesnell et al, 2012] Pesnell W. D., Thompson B. J., Chamberlin P. C. The Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Physics. 2012. V. 275. Iss. 1-2. P. 3–15.
- [Rudenko, 2001] Rudenko G. V. Extrapolation of the Solar Magnetic Field within the Potential-Field Approximation from Full-Disk Magnetograms // Solar Physics. 2001. V. 198. Iss. 1. P. 5–30.
- [Scherrer et al, 1995] Scherrer P. H., Bogart R. S., Bush R. I., Hoeksema J. T., Kosovichev A. G., Schou J., Rosenberg W., Springer L., Tarbell T. D., Title A., Wolfson C. J., Zay-

- er I.* MDI Engineering Team. The Solar Oscillations Investigation — Michelson Doppler Imager // Solar Physics. 1995. V. 162. Iss. 1-2. P. 129–188.
- [Schrijver et al., 2005] *Schrijver C. J., De Rosa M. L., Title A. M., Metcalf T. R.* The Nonpotentiality of Active-Region Coronae and the Dynamics of the Photospheric Magnetic Field // Astrophysical J. 2005. V. 628. Iss. 1. P. 501–513.
- [Space Weather..., 2005] Space Weather. The physics behind a slogan Mall U / Eds. Scherer K., Fichtner H., Heber B. B. Springer, 2005.

## SEARCH FOR LINKS BETWEEN THE CHARACTER OF MAGNETIC FIELDS IN SOLAR ACTIVE REGIONS AND THEIR FLARE PRODUCTIVITY

*V. M. Sadykov*<sup>1,2</sup>, *I. V. Zimovets*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT)

<sup>2</sup> Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

We analyzed 95 solar active regions at random time moments. 28 analyzed regions were observed by the MDI/SOHO and TRACE instrument and 67 regions were observed by the HMI and AIA instruments onboard the SDO satellite. We reconstructed potential magnetic field lines in each region. The line-of-sight photospheric magnetograms were used as boundary conditions. The expert group compared reconstructed field lines with magnetic tubes seen in the EUV range. Based on this comparison, we defined character of the field in each region as potential, nonpotential or ambiguous. An information about flares occurred in these regions was also analyzed. It is found that only 18 % of active regions are potential. Flares of higher than C4.0 class do not occur in potential regions. It is also shown that the probability to determine an occurrence of a strong flare (M or X class) during the next 24 hours after the considered moment is only 16 %, if it is estimated on the base of the field character determination. An additional result is the estimation of an electric current characteristic growth time — 8 hours.

*Keywords:* solar flares, magnetic field, solar active regions.

---

**Sadykov** Viacheslav Maratovich — student, research assistant, viacheslav.sadykov@gmail.com

**Zimovets** Ivan Victorovich — PhD, research associate, ivanzim@mail.ru

# ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЫ В МАГНИТОСФЕРЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ РАДИОТРАНЗИЕНТОВ (RRAT) И ОБОБЩЁННАЯ СУПЕРСТАТИСТИКА

*Д. Н. Собьянин*

Отделение теоретической физики им. И. Е. Тамма, Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

В 2006 г. были открыты новые нестационарные космические источники радиоизлучения — вращающиеся радиотранзиенты (RRAT). Данные источники характеризуются необычной активностью в виде одиночных, редких, спорадических, коротких, ярких радиовспышек и ассоциируются с вращающимися нейтронными звёздами. Радиоизлучение нейтронных звёзд обязано потокам электрон-позитронной плазмы, истекающей из их магнитосферы. Вспышки радиоизлучения RRAT можно связать с «молниями» в магнитосфере нейтронной звезды, а во время образования таких молний генерация плазмы существенно нестационарна. Обсуждается обобщённая суперстатистика — новый подход статистической физики к неравновесным системам с иерархической структурой динамики и разделением пространственно-временных масштабов — и рассматривается её приложение к нестационарной генерации плазмы в молниях. Изучается распределение ультррелятивистских электронов и позитронов по энергиям и вычисляется вероятность того, что случайно выбранная частица вносит существенный вклад в рождение вторичных электрон-позитронных пар.

*Ключевые слова:* вращающиеся радиотранзиенты, нейтронные звёзды, электрон-позитронная плазма, обобщённая суперстатистика.

## ВВЕДЕНИЕ

Вращающиеся радиотранзиенты (Rotating Radio Transients, RRAT) были открыты в 2006 г. в результате анализа архивных данных многолучевого обзора пульсаров на 64-метровом радиотелескопе в Парксе, Австралия [McLaughlin et al., 2006]. Эти новые уникальные космические объекты характеризуются необычной нестационарной активностью в радиодиапазоне, проявляющейся в виде одиночных редких спорадических коротких ярких радиовспышек. Частота вспышек лежит в диапазоне примерно от  $1 \text{ мин}^{-1}$  до  $1 \text{ ч}^{-1}$ . Ширина отдельных вспышек составляет 2...30 мс, а спектральная плотность потока излучения достигает 10 Ян на частоте 1,4 ГГц [Keane et al., 2010]. У RRAT сохраняется фаза вспышек: временной промежуток между двумя последовательными вспышками хотя и случаен, но кратен некоторому фиксированному периоду, лежащему в диапазоне 0,1...6,7 с. Это позволило связать RRAT с вращающимися нейтронными звёздами, а сам период является периодом вращения нейтронной звезды.

Существенная особенность RRAT — их долгое «молчание», т.е. существование длительных периодов отсутствия наблюдаемого радиоизлучения. Поскольку за наблюдаемое радиоизлучение ответственны потоки электрон-позитронной плазмы, истекающей из магнитосферы нейтронных звёзд [Бескин, 1999], генерация плазмы может на некоторое время выключаться. В этом слу-

---

**Собьянин** Денис Николаевич — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, sobyanin@ipi.ru

чае поглощение фотона высокой энергии во внутренней магнитосфере нейтронной звезды запускает нестационарное каскадное рождение электрон-позитронных пар [Истомин, Собьянин, 2011a], которое, в свою очередь, приводит к образованию «молний» [Истомин, Собьянин, 2011б]. Такие молнии могут проявлять себя в виде радиовспышек RRAT [Истомин, Собьянин, 2011в]. Свойства излучения электронов и позитронов определяются их энергиями, поэтому важно рассмотреть вопрос об энергетическом распределении рождающихся частиц. При этом можно использовать обобщённую суперстатистику — новый подход неравновесной статистической физики, который будет кратко описан в статье.

## СУПЕРСТАТИСТИКА

Прежде чем вести речь об обобщенной суперстатистике, нужно коснуться вопроса об обычной суперстатистике. Многие сложные неравновесные системы проявляют динамику, неоднородную по пространству и времени. Такие системы часто характеризуются иерархической структурой динамики, а их статистические свойства эффективно описываются суперпозицией двух статистик, или «суперстатистикой». Суперстатистика была сформулирована в 2003 г. для рассмотрения неравновесных систем, характеризующихся стационарным состоянием и флуктуациями некоторого интенсивного параметра [Beck, Cohen, 2003]. Её существенная черта — достаточное разделение временных масштабов, соответствующих двум видам динамики сложной системы. Интенсивный параметр флуктуирует на значительно большем временном масштабе, чем типичное время релаксации локальной динамики. В простейшем случае о суперстатистической системе можно думать как о системе, состоящей из множества малых пространственных ячеек, в каждой из которых имеет место каноническое распределение Гиббса [Abe, 2009]. Интенсивный параметр часто интерпретируется как обратная температура в ячейке, но возможны и другие, более сложные интерпретации [Beck et al., 2005].

## ОБОБЩЁННАЯ СУПЕРСТАТИСТИКА

Обобщённая суперстатистика была предложена в 2011 г. [Sob'yanin, 2011]. Она представляет собой «статистику суперстатистик» и основана на концепции флуктуирующих управляющих параметров. Обобщённая суперстатистическая система включает в себя совокупность неравновесных суперстатистических подсистем. Кроме двух уровней динамики, существующих в каждой суперстатистической подсистеме, дополнительно появляется третий, верхний уровень динамики системы как целого. Данному уровню динамики соответствуют флуктуации некоторого векторного управляющего параметра, который определяет форму суперстатистического распределения для каждой подсистемы. В общем случае управляющий параметр определяет не только распределение интенсивного параметра, но и плотность энергетических состояний. В случае отсутствия флуктуаций управляющего параметра обобщённая суперстатистика сводится к обычной суперстатистике.

## ВЕТВЯЩИЕСЯ ПРОЦЕССЫ

Весьма интересный пример обобщённых суперстатистических систем представляют системы, в которых происходят превращения частиц. Более конкретно, можно рассмотреть многочастичную систему, состоящую из частиц нескольких типов. Каждая частица любого заданного типа обладает случайным временем жизни, а в конце жизни частица распадается на случайное число частиц нескольких типов. Иными словами, в системе происходит ветвящийся процесс с несколькими типами частиц и с превращениями, зависящими от возраста частиц, — процесс Севастьянова [Севастьянов, 1964]. Особый интерес представляет случай неразложимого надкритического ветвящегося процесса. Не вдаваясь в формальные математические определения, отметим ясный физический смысл такого процесса: во-первых, у частицы любого заданного типа есть прямые или отдалённые частицы-потомки любого типа и, во-вторых, число частиц в системе, в среднем, постоянно возрастает.

Система как целое состоит из нескольких подсистем, каждая из которых содержит частицы одного и того же типа. Эти подсистемы взаимодействуют друг с другом в том смысле, что исчезновение частицы в одной из подсистем приводит к появлению частиц в других подсистемах, а число частиц и во всей системе, и в каждой её подсистеме возрастает экспоненциально. Таким образом, имеет место нестационарная неравновесная ситуация. Интересно, что на больших временах вероятность того, что случайно выбранная частица имеет некоторый определённый тип, постоянна, несмотря на нестационарный характер процесса.

Зная распределение частиц каждого типа по времени жизни и показатель экспоненциального роста числа частиц в системе (мальтузианский параметр), можно найти предельное распределение частиц по возрасту. Если вдобавок известна энергия частицы как некоторая случайная величина, зависящая от её возраста, то можно вычислить предельное распределение частиц по энергии. С помощью обратного преобразования Лапласа можно получить распределение интенсивного параметра и тем самым рассматривать каждую подсистему как суперстатистическую [Sob'yanin, 2011]. При этом систему как целое можно рассматривать как нестационарную обобщённую суперстатистическую систему. Роль флуктуирующего управляющего параметра в рассматриваемой системе играет случайная величина, представляющая собой тип наугад выбранной частицы.

## ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЫ

Теперь можно непосредственно перейти к первоначально поставленному вопросу о генерации плазмы в молниях RRAT. Энергию заряженной частицы (электрона или позитрона) можно характеризовать её лоренц-фактором  $\gamma$ . Частица эффективно ускоряется продольным электрическим полем  $E_{\parallel}$ , а значение её лоренц-фактора достигает стационарного значения  $\gamma_0 \approx 10^8$  в вакуумной магнитосфере нейтронной звезды. Электрон и позитрон каждой вновь рождающейся пары ультрарелятивистские, но имеют при этом начальные лоренц-факторы значительно меньше  $\gamma_0$ . На начальной стадии ускорения ло-

ренц-фактор частицы растёт линейно со временем, однако, когда время приближается к значению  $\tau_0 = \gamma_0 / E_{\parallel}$  (используется безразмерная система единиц [Истомин, Собьянин, 2011a]), на первый план выходят силы радиационного трения и возникает необходимость использования уравнения Дирака-Лоренца для последовательного рассмотрения динамики частиц.

Итак, можно определить два типа частиц. Частица первого типа может эффективно ускоряться электрическим полем, поскольку радиационное трение пренебрежимо мало. Частица же второго типа не ускоряется электрическим полем из-за электродинамических эффектов самодействия и обладает постоянным лоренц-фактором  $\gamma_0$ . Лоренц-факторы частиц первого и второго типа как функции их возраста соответственно равны

$$\begin{aligned}\gamma_1(\tau) &= E_{\parallel} \tau, & 0 \leq \tau < \tau_0, \\ \gamma_2(\tau) &= \gamma_0, & 0 \leq \tau < \infty.\end{aligned}$$

В первом случае частица не может эффективно рождать вторичные электрон-позитронные пары, а во втором случае частица эффективно рождает пары с некоторой интенсивностью  $Q$  [Истомин, Собьянин, 2011a]. Само рождение вторичных пар происходит за счёт того, что частица рождает гамма-кванты высоких энергий, которые затем поглощаются в сильном магнитном поле и превращаются в электрон-позитронные пары. Частицы каждой рождающейся пары можно рассматривать как целое и ввести для удобства пары первого типа  $T_1$  и пары второго типа  $T_2$  по аналогии с отдельными частицами. Мы имеем следующие превращения электрон-позитронных пар:

$$\begin{aligned}T_1 &\rightarrow T_2, \\ T_2 &\rightarrow T_1 + T_2.\end{aligned}$$

Первое превращение отвечает за ускорение частиц первого типа до стационарного лоренц-фактора и их превращение в частицы второго типа, а второе превращение отвечает за рождение частицами второго типа ещё не ускоренных частиц первого типа. Число электрон-позитронных пар возрастает экспоненциально, а соответствующий мальтузианский параметр равен  $\alpha = 2Q_{eff}$ , где  $Q_{eff} = W(2Q\tau_0)/2\tau_0$  — эффективный источник электрон-позитронных пар [Истомин, Собьянин, 2011a; Sob'yanin, 2011];  $W(x)$  — функция Ламберта [Asgarani, Mirza, 2008].

Описанную систему можно рассматривать как обобщённую суперстатистическую. Она состоит из двух суперстатистических подсистем, первая из которых содержит частицы первого типа, а вторая — частицы второго типа. Управляющий параметр соответствует типу случайно выбранной частицы. Вероятность  $\pi_{\xi}$  того, что случайно выбранная частица имеет тип  $\xi$ , равна

$$\pi_1 = 1 - \frac{\alpha}{2Q}, \quad \pi_2 = \frac{\alpha}{2Q}.$$

Обобщённое суперстатистическое распределение имеет вид [Sob'yanin, 2011]

$$\sigma(\gamma) = \frac{\alpha}{2Q} \delta(\gamma - \gamma_0) + [1 - \theta(\gamma - \gamma_0)] \frac{\alpha}{E_{\parallel}} e^{-\alpha\gamma/E_{\parallel}},$$

где  $\theta(x)$  — функция Хевисайда;  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака. Оно обладает нормировкой  $\int \sigma(\gamma) d\gamma = 1$  и представляет собой распределение ультрарелятивистских электронов и позитронов по энергиям. Слагаемое с дельта-функцией отвечает за частицы, ускоренные до стационарного лоренц-фактора, а слагаемое с экспонентой даёт распределение ускоряющихся частиц. Отметим, что вероятность  $\pi_2$  можно интерпретировать как вероятность того, что частица вносит существенный вклад в рождение электрон-позитронных пар. По порядку величины данная вероятность равна 0,01 %. Это означает, что доля ускоренных частиц мала. Малое значение этой вероятности физически связано с конечностью длины свободного пробега фотонов, т. е. с существованием временной задержки между рождением заряженными частицами фотонов и последующим поглощением этих фотонов в магнитном поле.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье кратко описана обобщённая суперстатистика, представляющая собой статистику суперстатистик. Она возникает в случае флуктуирующих управляющих параметров и может применяться для нестационарных неравновесных систем. Система с ветвящимися процессами — пример нестационарной обобщённой суперстатистической системы. Для задачи о нестационарной генерации плазмы в магнитосфере RRAT данный подход позволяет получить энергетическое распределение ультрарелятивистских электронов и позитронов и вероятность того, что случайно выбранная частица вносит существенный вклад в рождение вторичных электрон-позитронных пар.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Бескин, 1999] Бескин В. С. Радиопульсары // Успехи физ. наук. 1999. Т. 169. № 11. С. 1169–1198.
- [Истомин, Собьянин, 2011а] *Истомин Я. Н., Собьянин Д. Н.* Поглощение гамма-квантов в вакуумной магнитосфере нейтронной звезды. I. Рождение электрон-позитронных пар // Журн. экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). 2011. Т. 140. Вып. 4(10). С. 681–695.
- [Истомин, Собьянин, 2011б] *Истомин Я. Н., Собьянин Д. Н.* Поглощение гамма-квантов в вакуумной магнитосфере нейтронной звезды. II. Формирование «молний» // Журн. экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). 2011. Т. 140. Вып. 4(10). С. 696–711.
- [Истомин, Собьянин, 2011в] *Истомин Я. Н., Собьянин Д. Н.* Образование «молний» в магнитосфере нейтронной звезды и природа RRAT // Письма в Астрономический журн. 2011. Т. 37. № 7. С. 512–524.
- [Севастьянов, 1964] *Севастьянов Б. А.* Ветвящиеся процессы с превращениями, зависящими от возраста частиц // Теория вероятностей и её применения. 1964. Т. 9. Вып. 4. С. 577–594.
- [Abe, 2009] *Abe S.* Conditional Approach to Thermo-Superstatistics // Central European J. Physics. 2009. V. 7. Iss. 3. P. 401–404.
- [Asgarani, Mirza, 2008] *Asgarani S., Mirza B.* Probability Distribution of (Schwämmle and Tsallis) Two-Parameter Entropies and the Lambert W-function // Physica A. 2008. V. 387. Iss. 25. P. 6277–6283.



- [Beck et al., 2005] *Beck C., Cohen E. G.D., Swinney H. L.* From Time Series to Superstatistics // *Physical Review E*. 2005. V. 72. Iss. 5. Art. 056133. P. 1–8.
- [Beck, Cohen, 2003] *Beck C., Cohen E. G.D.* Superstatistics // *Physica A*. 2003. V. 322. P. 267–275.
- [Keane et al., 2010] *Keane E. F., Ludovici D. A., Eatough R. P., Kramer M., Lyne A. G., McLaughlin M. A., Stappers B. W.* Further Searches for Rotating Radio Transients in the Parkes Multi-beam Pulsar Survey // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2010. V. 401. Iss. 2. P. 1057–1068.
- [McLaughlin et al., 2006] *McLaughlin M. A., Lyne A. G., Lorimer D. R., Kramer M., Faulkner A. J., Manchester R. N., Cordes J. M., Camilo F., Possenti A., Stairs I. H., Hobbs G., D’Amico N., Burgay M., O’Brien J. T.* Transient Radio Bursts from Rotating Neutron Stars // *Nature*. 2006. V. 439. N. 7078. P. 817–820.
- [Sob’yanin, 2011] *Sob’yanin D. N.* Generalization of the Beck-Cohen Superstatistics // *Physical Review E*. 2011. V. 84. Iss. 5. Art. 051128. P. 1–6.

## PLASMA GENERATION IN THE MAGNETOSPHERES OF ROTATING RADIO TRANSIENTS (RRATS) AND GENERALIZED SUPERSTATISTICS

*D. N. Sob’yanin*

I. E. Tamm Division of Theoretical Physics, P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences (LPI RAS)

In 2006, there were discovered new nonstationary cosmic radio sources — rotating radio transients (RRATs). These sources are characterized by an unusual activity in the form of single, rare, sporadic, short, and bright radio bursts and associated with rotating neutron stars. Radio emission from neutron stars owes its existence to electron-positron plasmas flowing out of their magnetospheres. Radio bursts from RRATs can be related to “lightnings” in neutron star magnetospheres, and plasma generation during the formation of these lightnings is essentially nonstationary. In this paper, generalized superstatistics is discussed — a new approach of statistical physics to nonequilibrium systems with hierarchical structures of dynamics and spatiotemporal scale separation—and its application to nonstationary plasma generation in the lightnings is considered. The energy distribution of ultrarelativistic electrons and positrons is studied and the probability that a randomly chosen particle significantly contributes to the production of secondary electron-positron pairs is calculated.

*Keywords:* rotating radio transients, neutron stars, electron-positron plasmas, generalized superstatistics.

---

**Sob’yanin** Denis Nikolaevich — senior scientist, PhD, sobyanin@lpi.ru

## ПЛАНЕТАРНАЯ ЗАЩИТА: ОБЗОР МЕЖДУНАРОДНЫХ ПОДХОДОВ, ПРОЕКТЫ И ПРЕДЛОЖЕНИЯ

*В. И. Трушляков, К. И. Гаврилова, И. А. Шевцов*

Омский государственный технический университет (ОмГТУ)

Рассмотрена проблема загрязнения планеты Земля различными элементами инопланетных тел, привнесённых космонавтами по прибытию на Землю из космического пространства или с поверхности других планет, таких как Марс. Также затронута проблема загрязнения поверхности Марса земными микроорганизмами, предложены варианты уменьшения влияния этого фактора на исследовательскую деятельность на поверхности Марса.

*Ключевые слова:* планетарная защита, обзор, семинары, инопланетные образцы грунта, исследования, проекты.

### 1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Вопрос о планетарной защите (ПЗ) является особенно актуальным в свете последних экспедиций на поверхность Марса, а также планируемых экспедиций, в том числе и пилотируемых, к спутникам Венеры и другим планетоидам Солнечной системы. Этим вопросом уже давно занимаются мировые космические агентства, такие как NASA (National Aeronautics and Space Administration, USA), JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency) и ESA (European Space Agency). Поэтому и нам, России, и Роскосмосу (Федеральное космическое агентство), как части мирового космического сообщества, так же необходимо исследовать это направление для развития наших программ по исследованию космического пространства.

Планетарная защита — это инициатива, принятая международным космическим сообществом для контроля биологических загрязнений, воздействию которых подвержены космонавты, техника, результаты исследований, а также планета Земля и другие планеты Солнечной системы, являющиеся объектами исследований. Схемы планетарной защиты должны быть включены в разработку миссий на самом раннем этапе их планирования.

История политики ПЗ берет начало в 70-х гг. XX в. В 1964 г. астробиологи и специалисты Службы общественного здравоохранения США начали высказывать опасения, что грядущая высадка людей на Луну может привести к тому, что обратно на Землю будут завезены неизвестные науке микроорганизмы, способные вызвать катастрофические эпидемии. И хотя многие учёные полагали, что Луна безжизненна, абсолютной уверенности в этом ни у кого не было.

В 1966–1968 гг. на территории Центра пилотируемых космических полётов в Хьюстоне была построена Лунная приёмная лаборатория (ЛПЛ). В ней на площади 25 300 м<sup>2</sup> разместились зона экипажа, рассчитанная на изолиро-

---

**Трушляков** Валерий Иванович — доктор технических наук, профессор

**Гаврилова** Кристина Игоревна — студентка

**Шевцов** Илья Андреевич — студент, [ilia\\_shevtsov@mail.ru](mailto:ilia_shevtsov@mail.ru)

ванное проживание в течение трёх недель, зона образцов лунного грунта с вакуумными камерами, где образцы хранились, анализировались и документировались, и административная зона с лабораториями, офисами и залами для конференций. Первые две были отделены от внешнего мира так называемым биологическим барьером.

Таким образом, можно увидеть, что проблемами ПЗ озаботились ещё давно. И предпринятые в США действия можно назвать первыми шагами в развитии этого вопроса. На протяжении последних 45 лет учёными и исследователями велись активные работы по улучшению и усовершенствованию принципов и подходов ПЗ. Результатом их деятельности на современном этапе освоения космоса стал ряд предложений и инициатив, применённых при проектировании новых исследовательских миссий [Conley, Rummel, 2008].

## 2. ПОЛИТИКА ПЛАНЕТАРНОЙ ЗАЩИТЫ

В 2005–2007 гг. был проведён ряд семинаров, организованных NASA, на которых рассматривались вопросы планетарной защиты, потенциально применимые для миссий на Луну, Марс и другие объекты Солнечной системы. В ходе этих семинаров были приняты требования, правила и нормы к автоматическим и пилотируемым миссиям, а также определён список будущих необходимых для планетарной защиты разработок систем жизнеобеспечения и космических аппаратов. Было принято решение о необходимости тщательного анализа имеющейся информации для планирования более плодотворной и безопасной пилотируемой миссии на Марс и другие планеты. Разработанные указания по внедрению политики ПЗ включали документирование и минимизацию загрязнения при поисково-разведывательных работах, а также охрану здоровья и жизни космонавтов, предотвращение попадания внеземных загрязнителей на поверхность Земли. Всем этим указаниям был присвоен высокий приоритет и намечены пути их реализации.

Рассмотрим подробнее требования, правила и нормы, принятые на этих семинарах:

- 1) разведывательная информация должна быть получена до высадки космонавтов на поверхность планеты;
- 2) образцы грунта Марса (а также других планет) считаются биологически опасными до тех пор, пока не доказано обратное;
- 3) воздействие биосферы Марса (или других планет, где проводится миссия) на космонавтов неизбежно, как и воздействие биологически активных веществ на Землю, после возвращения космонавтов;
- 4) высадка человека на поверхность Марса (и других планет) невозможна без предварительного анализа биологической среды [Conley, Rummel, 2012].

Требования планетарной защиты для будущих пилотируемых миссий на Марс оказывают существенное влияние на планирование миссии, конструкцию летательных аппаратов, оборудование жизнеобеспечения для космонавтов, а также лабораторное оборудование для отбора проб, экологического мониторинга и систем управления.

Были также выделены ключевые особенности предложенной политики защиты планеты Земля:

- 1) все спускаемые аппараты должны проходить жёсткую и тщательную проверку на наличие биологически активных загрязнителей;
- 2) для предотвращения будущих загрязнений все пробы, полученные миссией, подлежат жёсткому контролю планетарной защиты.

В дополнение к обсуждаемым на семинарах научно-техническим вопросам были также обозначены некоторые рекомендации для работы по борьбе с будущими загрязнениями [Criswell et al., 2005].

По заказу NASA было проведено исследование роли автоматических аппаратов разведки в оценке рисков для первой пилотируемой миссии на Марс. Оценивались только биологические, экологические и химические опасности.

Для того чтобы это исследование включало в себя все ранее выявленные опасности, Комитет по предварительным измерениям сослался на последний доклад NASA по программе освоения Марса (2001) и пришёл к выводу, что требования, определённые в настоящем докладе, действительно единственные, которые необходимо учитывать при проектировании первой пилотируемой миссии на Марс [NRC, 2002].

Для связи всех этих вопросов и обеспечения слаженной работы в мае 2005 г. был проведён семинар, повлиявший на разработку конкретной миссии в соответствии с проблемами планетарной защиты. Первостепенной целью семинара было определение способов, которые обеспечивали бы соблюдение норм планетарной защиты как во время, так и по окончании миссии на Марс. Были также приняты стандарты загрязнения, применимые к астронавтам. Особое внимание было уделено вопросу загрязнений, попадающих на Землю с возвращающимися космонавтами. На семинаре был также определён список будущих необходимых для планетарной защиты разработок систем жизнеобеспечения и космических аппаратов, как автоматических, так и пилотируемых. Принято решение о необходимости тщательного анализа имеющейся информации для планирования более плодотворной и безопасной пилотируемой миссии на Марс. В данном документе представлены краткие выводы по указанным выше вопросам и необходимые требования для выполнения миссии на Марсе с учётом всех требований планетарной защиты [Mogul et al., 2012].

В рамках работы над исследовательскими и разведывательными миссиями NASA разработана и начала осуществляться автономная миссия марсохода Curiosity на поверхности Красной планеты. Согласно программе миссии, 6 августа 2012 г. марсоход приземлился на поверхность Марса. Основные задачи, возложенные на Curiosity, — проведение детальных геологических и геохимических исследований, изучение атмосферы и климата Красной планеты, поиски воды и её следов, а также органических веществ.

Роботизированным манипулятором марсохода Curiosity был взят образец грунта и помещён в открытую трубу приёмного устройства анализатора CheMin. Материал, отобранный манипулятором марсохода ранее, был пропущен через устройства марсохода, которые выполняют предварительную механическую обработку материала. Всё это делалось для того, чтобы очистить поверхности инструментов и технологических камер от следов любых веществ, которые марсоход захватил с собой с Земли. Подобные процедуры очистки бу-

дуг выполнены и перед помещением образцов в приёмное устройство другого аналитического инструмента марсохода, Sample Analysis at Mars (SAM) для химического анализа образцов.

Анализ химического и минералогического состава является одним из основных видов исследований, которыми занимается марсоход Curiosity во время своей миссии по поиску следов жизни на Марсе. Минералы, входящие в состав пород, отражают условия, существовавшие на Марсе в момент их формирования, и первые образцы пород, подвергшиеся тщательному анализу, обеспечили учёным достаточно полную картину условий, существовавших на Марсе ранее и существующих сейчас.

В настоящее время NASA рассматривает главным образом возможность пилотируемых исследовательских миссий за пределы низкой околоземной орбиты с конечной точкой на Марсе. Планируется использовать МКС как первую ступеньку в освоении космического пространства. Миссии для МКС рассчитаны до 2020 г. и в итоге планируется приземление на поверхность Марса. При этом были учтены такие важные аспекты как физическое состояние космонавтов, планетарная защита от будущих загрязнений (по возвращении миссии на Землю) и возможность исследования поверхности Марса без опасности для здоровья космонавтов [Kminek et al., 2007].

Естественно, пока не доказана достаточная чистота зон Марса с точки зрения планетарной защиты. Для дальнейшего исследования необходимо организовать пилотируемую исследовательскую миссию на поверхность Марса. Современные возможности осуществления подобной миссии не обеспечивают всех необходимых условий планетарной защиты. Поэтому необходимо дальнейшее исследование и финансирование исследований и подготовки пилотируемой миссии на Марс [Hogan et al., 2006].

### **3. ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО РАЗРАБОТКЕ СПЕЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМ И ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ПЛАНЕТНОЙ ЗАЩИТЫ**

На фоне возросшего интереса к пилотируемым миссиям в данный момент учеными проводятся различного рода исследования для обеспечения методов защиты космонавтов и оборудования во время планируемых миссий на Марс и другие планеты Солнечной системы.

На сегодняшний день существует несколько различных видов загрязнений — химические, биологические, механические и даже интеллектуальные. Студенты ОмГТУ как специалисты, занимающиеся проектированием и созданием конструкций для летательных аппаратов, могут решить одну из основных проблем ПЗ — уменьшение концентрации вредных или опасных веществ на корпусе спускаемого аппарата или ЛА, а также на поверхностях скафандров космонавтов.

В свете этого в ОмГТУ в данный момент проводятся теоретические исследования и выдвигаются предложения по проектированию и созданию специальных средств, способных обеспечить необходимые условия ПЗ.

В целях предотвращения переноса земных бактерий или загрязнителей на поверхность изучаемой планеты (в данном случае Марса), предлагается несколько подходов для очистки как поверхностей марсианского модуля, так

и поверхностей скафандров космонавтов, приборов и контейнеров, используемых для сбора образцов марсианского грунта, а также прочего оборудования.

- В первую очередь для достижения наименьших концентраций загрязнителей на спускаемом аппарате следует создать конструкцию, максимально обтекаемую, лишённую неочевидных изгибов и труднодоступных для очистки мест (узкие углы, щели).
- Необходимо разработать системы, позволяющие космонавтам очищать свои скафандры при возвращении с поверхности планеты в спускаемый аппарат: газогенераторы, вырабатывающие заранее спроектированную газовую смесь, позволяющую очистить скафандры космонавтов от инопланетного загрязнителя; специальную обеззараживающую камеру, используемую для очистки газовой смеси, необходимую для обеззараживания скафандров космонавтов, а также оборудования и контейнеров для марсианских пород, используемых во время миссии на поверхности Марса.
- Необходимо обрабатывать специальным антибактериальным покрытием поверхности спускаемого модуля. Химический реагент, наносимый на поверхности марсианского модуля, предотвращает появление и развитие любых бактерий, способных нарушить «чистоту» эксперимента на поверхности Марса.
- Необходимо также проверять чистоту пород марсианского грунта непосредственно на борту модуля (подобно системе SAM, применяемой на Curiosity), чтобы не доставлять на Землю непригодный для исследований материал.

Загрязнения, приносимые на планету Земля с Марса, могут быть сведены к минимуму, если при возвращении астронавтов с поверхности Марса обратно в модуль проводить точно такую же операцию обеззараживания, что и перед выходом на поверхность Марса. Сам же модуль, предварительно обработанный антибактериальным покрытием, не будет представлять угрозы загрязнения, так как это покрытие не пострадает при приземлении модуля на поверхность Марса (из-за отсутствия атмосферы).

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

1. Международное космическое сообщество в целях предотвращения загрязнения поверхности Земли и других исследуемых планет в течение нескольких лет разрабатывает международную программу планетарной защиты.
2. Проведённые исследования позволили сформулировать основные положения планетарной защиты, которые должны стать практическим руководством при разработке миссий по исследованию Луны, астероидов, Марса и т.д. Были выделены ключевые особенности предложенной политики планетарной защиты и приняты основные требования к процессу обеспечения необходимых условий для проведения межпланетных миссий, в том числе и пилотируемых.

3. Наиболее продвинутыми в разработке направлений планетарной защиты являются NASA. Вместе с тем национальные космические программы России, ЕС, Японии, Китая, Индии предусматривают проведение исследований автоматическими КА Луны, астероидов, Марса, что требует консолидации усилий в разработке международных правил по обеспечению планетарной защиты.
4. На основе требований политики планетарной защиты возникает необходимость разработки научно-методического подхода обеспечения технологических и проектно-конструкторских мероприятий при проектировании средств, обеспечивающих выполнение рекомендаций планетарной защиты.

В настоящее время существуют действующие аналоги международной кооперации, например, — межагентский координационный комитет по космическому мусору, объединяющий все национальные космические агентства и разрабатывающий рекомендации к космическим аппаратам по снижению появления космического мусора.

## ЛИТЕРАТУРА

- [Conley, Rummel, 2008] *Conley C. A., Rummel J. D.* Planetary protection for humans in space: Mars and the Moon // *Acta Astronautica*. 2008. V. 6. P. 1025–1030 («Планетарная защита для человека в космосе: Миссии на Марс и Луну»).
- [Conley, Rummel, 2012] *Conley C. A., Rummel J. D.* NASA Mars Exploration Planning: Program Remediation, Planetary Protection Requirements // *Space Exploration Symp. 63<sup>rd</sup> Intern. Astronautical Congress (IAC), Naples, Italy. 2012. Paper IAC A3.3-15691* («Планируемые исследования NASA поверхности Марса. Требования планетарной защиты»).
- [Criswell et al., 2005] *Criswell M. E., Race M. S., Rummel J. D., Baker A.* (eds). Planetary Protection Issues in the Human Exploration of Mars // *NASA Conf. Proc. 2005. NASA/CP-2005-213461* («Требования планетарной защиты для человеческих исследований Марса»).
- [Hogan et al., 2006] *Hogan J. A., Race M. S., Fisher J. W., Joshi J. A., Rummel J. D.* (eds.). Life Support and Habitation and Planetary Protection Workshop: Final Report. 2006. NASA/TM 2006 213485 («Системы жизнеобеспечения и планетарной защиты, заключительный отчет»).
- [Kminek et al., 2007] *Kminek G., Rummel J. D., Race M. S.* (eds). Planetary Protection and Human System Research and Technology // *Joint ESA/NASA Workshop: ESA WPP-276, Dec. 2007* («Планетарная защита и система человеческих исследований и технологий»).
- [Mogul et al., 2012] *Mogul R., Stabekis P. D., Race M. S., Conley C. A.* Planetary Protection Consideration for Human and Robotic Missions to Mars // *Concepts and Approaches for Mars Exploration // Lunar and Planetary Institute. Houston. 2012. Abstract N. 4331* («Планетарная защита для пилотируемых человеком и роботизированных миссий на Марс. Концепты и подходы исследований Марса»).
- [NRC, 2002] NRC (Nuclear Regulatory Commission). 2002. *Safe on Mars: Precursor Measurements Necessary to Support Human Operations on the Martian Surface*. National Academies Press, Washington DC («Безопасность на Марсе. Действия, необходимые для поддержки человеческих операций на поверхности Марса»).



## **PLANETARY PROTECTION: REVIEW OF INTERNATIONAL APPROACHES, PROJECTS AND SUGGESTIONS**

*V. I. Trushlyakov, K. I. Gavrilova, I. A. Shevtsov*

Omsk State Technical University (OmSTU)

In this article the problem of pollution of a planet Earth by various elements of the alien bodies introduced by astronauts on arrival to Earth from a space or from a surface of other planets, such as Mars is considered. As the issue of pollution of a surface of Mars is touched by terrestrial microorganisms, options of reduction of influence of this factor on scientific activity on a surface of Mars are offered.

Conclusions are drawn, leaning on historical information about plans of piloted flights for Mars, and as taking into account modern programs of piloted flights to Mars.

*Keywords:* planetary protection, review, seminar, alien soil sample, researches, projects.

---

**Trushlyakov** Valeriy Ivanovich — doctor of technical sciences, professor

**Gavrilova** Kristina Igorevna — student

**Shevtsov** Iliya Andreevich — student, [ilia\\_shevtsov@mail.ru](mailto:ilia_shevtsov@mail.ru)

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
<i>Акопян А. Л., Бескин В. С.</i> К определению формы изображения радиоимпульса пульсара в картинной плоскости . . . . .	5
<i>Асеев С. А., Герасимов М. В., Зайцев М. А., Сангур А. Г.</i> Выбор адсорбционных ловушек для газохроматографического анализа летучих веществ in situ в миссиях ЛУНА-РЕСУРС (2020) и EXOMARS (2018). . . . .	17
<i>Баяндина О. С., Вальтц И. Е., Куртц С.</i> Обзор метанольных мазеров на радиоинтерферометре EVLA (NRAO, USA) на длине волны 18 см: первые результаты наблюдений . . . . .	24
<i>Баяндина О. С., Куртц С., Алакоз А. В., Вальтц И. Е., Каленский С. В., Рудницкий Г. М.</i> «Радиоастрон» в системе космической радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами: исследование мазера H <sub>2</sub> O в протопланетном диске IC1396N . . . . .	31
<i>Бутенко А. Э., Бугрова А. Д., Аксенов С. А.</i> Моделирование термоупругого состояния комплекса Atmospheric Chemistry Suit орбитального зонда Trace Gas Orbiter в рамках проекта EXOMARS . . . . .	37
<i>Дёминова Н. Р., Шиманский В. В., Борисов Н. В., Габдеев М. М.</i> Исследование характеристик тесной двойной системы NSVS 14256825 . . . . .	43
<i>Зайцев М. А., Герасимов М. В., Трубина Е. Н.</i> Предварительные результаты сравнительного исследования углеродистого вещества матрицы и большого тёмного включения GRANDI CV3-хондрита Ефремовка. . . . .	49
<i>Золотарёв В. В., Овечкин Г. В., Шевляков Д. А.</i> Применение методов многопорогового декодирования в системах дистанционного зондирования Земли . . . . .	55
<i>Когогин Д. А., Насыров И. А.</i> Исследование крупномасштабных ионосферных неоднородностей с помощью двухчастотного радиопросвечивания сигналами спутников ГЛОНАСС . . . . .	59
<i>Колбин А. И., Шиманский В. В., Галеев А. И.</i> Фотометрический анализ запятнённости вторичной компоненты DE CVn . . . . .	64
<i>Лежнин К. В., Чернягин С. А.</i> Использование переменных действия ньютоновой задачи в численном решении задачи N тел . . . . .	69

<i>Лыскова Н. С.</i>	
Простые методы оценки масс эллиптических галактик . . . . .	77
<i>Михайлов Е. А., Илларионов Е. А., Модяев И. И.</i>	
Скорость роста галактического магнитного поля в модели динамо со случайными коэффициентами . . . . .	83
<i>Мкртчян Г. С., Ерохин Н. С.</i>	
Структура фазовой плоскости при захвате и серфотронном ускорении электронов с большим продольным импульсом . . . . .	88
<i>Николаева Ю. А., Аксёнов С. А.</i>	
Анализ траекторных характеристик краткосрочных миссий к точке либрации L2 системы Земля-Луна . . . . .	94
<i>Попова Е. П., Юхина Н. А.</i>	
Двойной цикл солнечной активности в двухслойной среде. . . . .	99
<i>Попова Е. П., Юхина Н. А.</i>	
Уравнение Гамильтона-Якоби для модели двухмерного динамо с меридиональной циркуляцией . . . . .	103
<i>Садьков В. М., Зимовец И. В.</i>	
Связь характера магнитного поля активных областей Солнца с их вспышечной продуктивностью . . . . .	106
<i>Собьянин Д. Н.</i>	
Генерация плазмы в магнитосфере вращающихся радиотранзистентов (RRAT) и обобщённая суперстатистика . . . . .	114
<i>Трушляков В. И., Гаврилова К. И., Шевцов И. А.</i>	
Планетарная защита: обзор международных подходов, проекты и предложения . . . . .	120