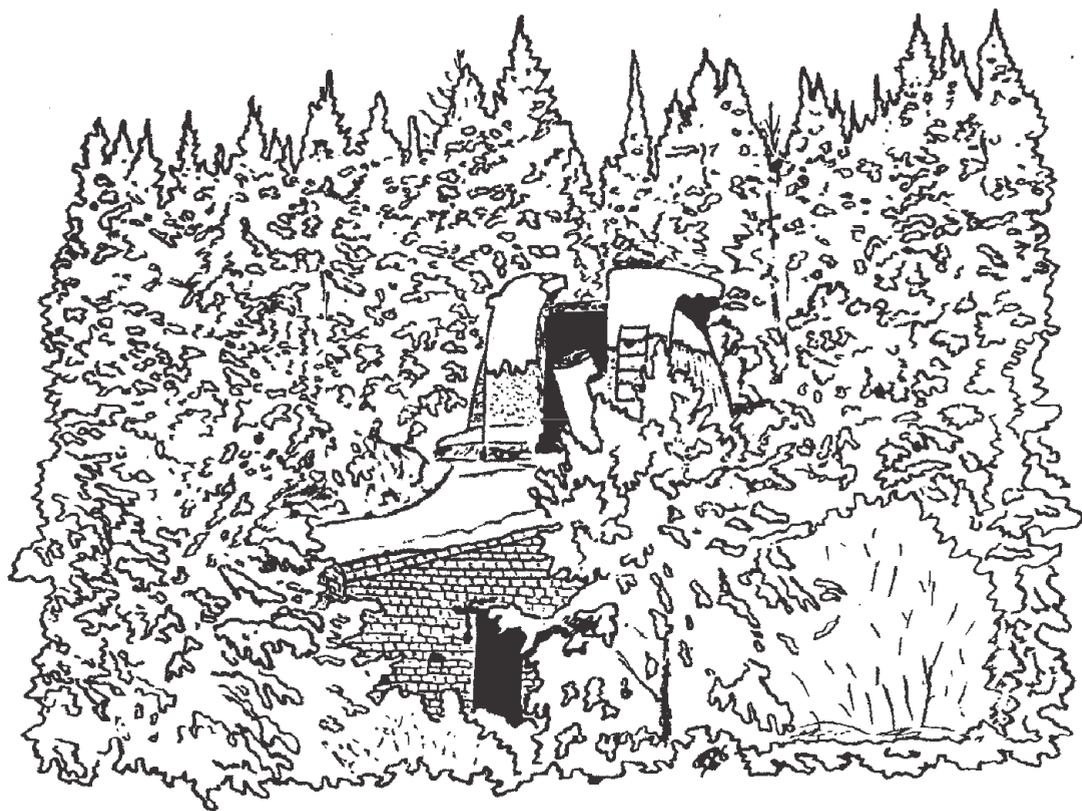


# **ФИЗИКА КОСМОСА**

*Труды 51-й Всероссийской с международным участием  
студенческой научной конференции*

*(Екатеринбург, Россия, 29 января – 2 февраля 2024 г.)*



Министерство науки и высшего образования  
Российской Федерации

Уральский федеральный университет  
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина

# Ф И З И К А   К О С М О С А

Труды 51-й Всероссийской с международным участием  
студенческой научной конференции

(Екатеринбург, Россия,

29 января — 2 февраля 2024 г.)

Екатеринбург  
Издательство Уральского университета  
2024

УДК 521(063)  
ББК 22.6я43  
Ф50

Печатается по решению  
организационного  
комитета конференции

**Редколлегия:**

Э. Д. Кузнецов (ответственный редактор), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН),  
А. Б. Островский, С. В. Салий, А. М. Соболев (Уральский федеральный университет),  
Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН)

Ф50

**Физика** космоса : труды 51-й Всероссийской с международным участием студенческой научной конференции (Екатеринбург, Россия, 29 января — 2 февраля 2024 г.) / Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, Уральский федеральный университет. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2024. — 381 с. : ил. — ISBN 978-5-7996-3848-1. — Текст : электронный.

ISBN 978-5-7996-3848-1

DOI 10.15826/B978-5-7996-3848-1.00

В сборнике представлены доклады и сообщения студенческой научной конференции, которая ежегодно проводится в Астрономической обсерватории Уральского федерального университета. Цель конференции — обобщить достижения в области астрономии и астрофизики и способствовать формированию навыков и способностей молодых исследователей.

Сборник предназначен для профессиональных астрономов и физиков, студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

**УДК 52(063)**  
**ББК22.3я43**

ISBN 978-5-7996-3848-1

© Уральский федеральный  
университет, 2024

**ФИЗИКА КОСМОСА**  
**51-я ВСЕРОССИЙСКАЯ С МЕЖДУНАРОДНЫМ УЧАСТИЕМ**  
**СТУДЕНЧЕСКАЯ**  
**НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ**

**Организаторы**

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ**  
**РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

Международная общественная организация  
«АСТРОНОМИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО»

**УРАЛЬСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
Кафедра астрономии, геодезии и мониторинга окружающей среды  
Астрономическая обсерватория

**29 января — 2 февраля 2024 г.**

**Екатеринбург, Россия**

**Организационный комитет**

Э. Д. Кузнецов (председатель, Уральский федеральный университет), А. М. Соболев (заместитель председателя, Уральский федеральный университет), А. И. Васюнин (Уральский федеральный университет), Д. Э. Вибе (Институт астрономии РАН), В. В. Крушинский (Уральский федеральный университет), М. Г. Медведев (Уральский федеральный университет), А. Б. Островский (Уральский федеральный университет), С. В. Салий (Уральский федеральный университет)

### **Программный комитет**

А. М. Соболев (председатель, Уральский федеральный университет), А. Б. Островский (заместитель председателя, Уральский федеральный университет), А. И. Васюнин (Уральский федеральный университет), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН), И. И. Зинченко (Институт прикладной физики РАН), Э. Д. Кузнецов (Уральский федеральный университет), О. К. Сильченко (Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова), В. Ш. Шайдулин (Санкт-Петербургский государственный университет), Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН)

### **Жюри конкурса студенческих научных работ**

Д. З. Вибе (председатель, Институт астрономии РАН), Н. Б. Железнов (Институт прикладной астрономии РАН), А. Б. Островский (Уральский федеральный университет), О. К. Сильченко (Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова), С. А. Хайбрахманов (Санкт-Петербургский государственный университет), В. Ш. Шайдулин (Санкт-Петербургский государственный университет)

### **Финансовая поддержка**

Отдел по делам молодежи администрации Октябрьского района г. Екатеринбурга

Уральский федеральный университет имени первого Президента России  
Б. Н. Ельцина

# Обзорные лекции



*Septem artes liberales.*  
Гравюра. XV в.

**КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ КАК АСТРОХИМИЧЕСКИЙ ФАКТОР****Д. З. Вибе***Институт астрономии РАН, Москва*

В начале XX в. люди узнали о новом компоненте вещества — частицах высоких энергий, которые каким-то процессом или процессами ускоряются до околосветовых скоростей и не только пронизывают нашу Галактику, но и блуждают по всей Вселенной. Поскольку первоначально эти частицы считались разновидностью электромагнитного излучения, их называли космическими лучами. И хотя высокие энергии кажутся скорее принадлежностью физики, космические лучи оказались существенным астрохимическим фактором. Они играют важную роль в тепловом и ионизационном балансе молекулярных облаков, в значительной степени инициируют химические процессы в этих объектах, а также могут стимулировать образование органических соединений в ледяных мантиях космических пылинок. В лекции будут описаны природа космических лучей, их распространение в молекулярных облаках и роль, которую они играют в их химической эволюции.

**COSMIC RAYS AS AN ASTROCHEMICAL FACTOR****D. S. Wiebe***Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

At the beginning of the 20th century, people learned about a new component of matter — high-energy particles, which are accelerated by some process or processes to near-light speeds and not only pierce our Galaxy, but also wander throughout the Universe. Since these particles were originally considered a type of electromagnetic radiation, they were called cosmic rays. And although high energies seem more appropriate to physics, cosmic rays turned out to be an essential astrochemical factor. They play an important role in the thermal and ionization balance of molecular clouds, essentially initiating chemical processes in these objects, and can also stimulate the formation of organic compounds in the icy mantles of cosmic dust grains. The lecture will describe the nature of cosmic rays, their propagation in molecular clouds, and the role they play in their chemical evolution.

**Введение**

Осенью 2023 г. по средствам массовой информации прокатилась волна сообщений о частице с необычайно высокой энергией, которая пронзила земную атмосферу 27 мая 2021 г. [1]. Величина этой энергии оказалась равной 244 ЭэВ ( $2.44 \cdot 10^{20}$  эВ), т. е. примерно 40 Дж, что соответствует кинетической энергии бильярдного шара, летящего со скоростью 60 км/ч. Частица получила имя Амаэрасу в честь японской богини Солнца и стала третьей по энергетике за всю историю наблюдений одного из основных компонентов нашей Вселенной — *космических лучей*.

Фактические свидетельства в пользу существования некоего «внешнего» (по отношению к лаборатории) ионизирующего фактора были получены еще в XVIII столетии, когда ученые, занимавшиеся экспериментами с электричеством, обнаружили, что накопленный электрический заряд со временем исчезает независимо от того, насколько хорошо изолирован его носитель. Шарль Кулон в 1785 г. предположил [2], что потеря заряда связана

с проводимостью воздуха. Эксперименты, проведенные уже в конце XIX — начале XX в., показали, что проводимость воздуха (и вообще газов) повышается под действием ионизирующих излучений — катодных и рентгеновских лучей, а также излучений, рождающихся в радиоактивных материалах. При этом скорость потери заряда кратно возрастает в пещерах и ослабевает при проведении измерений в море, вдали от берегов. Поэтому казалось логичным связать проводимость воздуха с ионизацией, возникающей благодаря природной радиоактивности земных горных пород.

Однако этот вывод пошатнулся, когда экспериментаторы начали проводить измерения ионизации на разных высотах — начиная с Эйфелевой башни и заканчивая воздушными шарами. Можно было бы ожидать, что если ионизирующее излучение идет снизу, степень ионизации воздуха будет падать с высотой. И на уровне вершины Эйфелевой башни она действительно оказалась меньше, но снижение ее величины было далеко не таким быстрым, как предсказывали расчеты. Решающие результаты были получены в 1911—1912 гг. Виктором Гессом. Поднявшись на высоту пяти с лишним километров, он обнаружил, что падение степени ионизации происходит только до высоты около 800 м. Затем она снова начинает расти, на высоте 1.5—2 км сравнивается с поверхностной, а на высоте около 5 км превосходит поверхностную в два раза [3]. Это означало, что частицы высоких энергий, ионизирующие воздух, приходят извне, из космоса. Поскольку изначально эти частицы отождествлялись с электромагнитным излучением, они получили название космических лучей. Однако последующие измерения показали, что интенсивность потока космических лучей зависит от широты места наблюдения. Из этого следовало, что частицы космических лучей взаимодействуют с магнитным полем Земли, а значит заряжены. К 1930-м гг. стало ясно, что космические лучи представляют собой положительно заряженные корпускулы; в начале 1940-х гг. выяснилось, что одним из основных компонентов космических лучей являются протоны. Позже в число компонентов космических лучей добавились ядра других химических элементов, а также электроны.

Понимание истинной природы космических лучей сделало их важным инструментом для исследования мира элементарных частиц. В частности, именно в космических лучах впервые было достоверно зафиксировано наличие позитрона — первой открытой античастицы [4]. Да и сейчас они позволяют нам исследовать, как взаимодействуют с веществом частицы, энергии которых на порядки величины превышают энергии, достижимые в лучших земных ускорителях. В то же самое время оказалось, что космические лучи не только открывают нам дверь в микромир. Они являются важным макроскопическим фактором, существенно влияющим и даже определяющим физико-химическое состояние межзвездного вещества.

## Спектр, состав и происхождение космических лучей

На Земле и в ее окрестностях наблюдаются частицы космических лучей с кинетическими энергиями  $E_k$  от нескольких сотен МэВ до  $10^{21}$  эВ. Практически во всем этом диапазоне их спектр  $j(E_k)$ , показанный на рис. 1 слева, описывается степенным законом с показателем степени около  $-2.6$ . На рис. 1 справа показан тот же спектр, но умноженный на  $E_k^{2.6}$ . Если бы спектр был чисто степенным с показателем  $-2.6$ , точки на панели справа располагались бы вдоль горизонтальной линии. Их отклонения от горизонтали иллюстрируют отклонения спектра от степенного закона. Наиболее известными из них являются укрупнение спектра на  $E_k \sim 3 \cdot 10^6$  ГэВ, известное как «колени» (knee), и уплощение спектра на  $E_k \sim 5 \cdot 10^9$  ГэВ, известное как «лодыжка» (ankle).

Как уже говорилось, космические лучи представляют собой главным образом ядра химических элементов (плюс небольшое количество электронов, позитронов и антипротонов). Каким-то процессом (или процессами) они разогнаны до околосветовых скоростей. По-

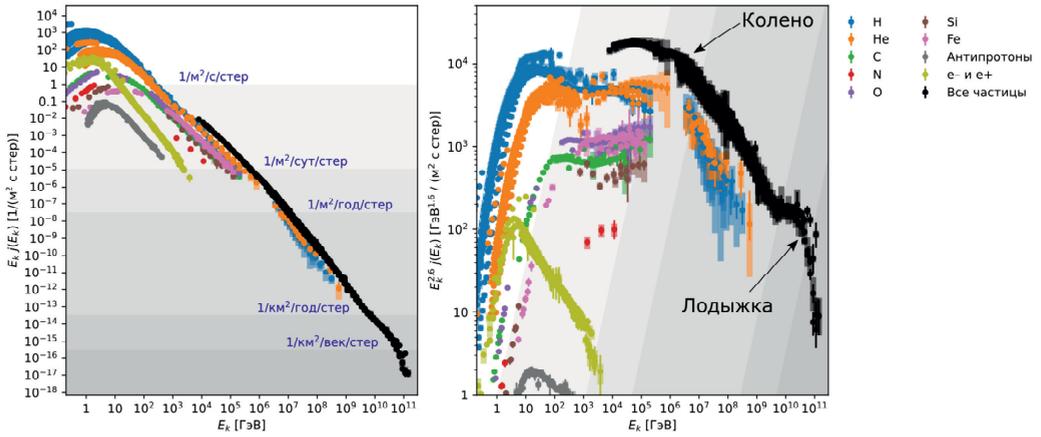


Рис. 1. Слева — спектр космических лучей, справа — спектр космических лучей с интенсивностью, умноженной на  $E_k^{2.6}$ . Данные взяты из базы данных CRDB [5–7]

скольку эти процессы действуют в обычном межзвездном веществе, в отношении элементов тяжелее гелия космические лучи в целом сохраняют его состав со значимыми отличиями лишь для лития, бериллия и бора, а также для элементов, которые в Периодической таблице Д. И. Менделеева предшествуют железу (рис. 2). Их содержание в космических лучах на порядки величины превышает общее содержание в межзвездном веществе, поскольку значительный вклад в их синтез вносят так называемые реакции скалывания. Частицы космических лучей при столкновениях раскалывают более массивные ядра, и их осколки частично оказываются ядрами лития, бериллия и бора. Естественно, среди осколков есть и ядра других химических элементов, но для них этот канал не является основным, так как они главным образом синтезируются в звездах.

Химический состав ГКЛ различен на разных энергиях. Правда, детально определить его удается только на энергиях ниже  $\sim 10^6$  ГэВ, где возможны измерения первичных частиц. На больших энергиях регистрируются главным образом вторичные частицы, и определить природу породившей их первичной частицы удается не всегда. Однако оценки максимального расстояния, которое могут преодолеть частицы различных энергий в межзвездной среде, приводят к предположению, что на энергиях выше  $10^{10}$  ГэВ водород и гелий уступают доминирующую роль более тяжелым ядрам — С, N, O и др. [9].

Ускорение космических лучей скорее всего как-то связано с ударными волнами. Существует компонент космических лучей, называемый *аномальными* космическими лучами, ускорение которого предположительно происходит на ударной волне, возникающей в результате взаимодействия солнечного ветра с межзвездным веществом. Но это «местный» компонент, не оказывающий влияния на физико-химическое состояние межзвездного вещества. С этой точки зрения важны *галактические* космические лучи (ГКЛ), которые, впрочем, частично имеют внегалактическое происхождение. Значение энергии, при котором происходит переход от галактических к внегалактическим частицам, точно не известно и обычно принимается равным  $10^6$ – $10^8$  ГэВ. Внегалактические частицы определенно доминируют при  $E_k > 10^9$  ГэВ [10]. Основным источником ГКЛ считаются ударные волны, порождаемые вспышками сверхновых, но в последнее время также привлекают к себе внимание ударные волны, которые могут возникать вокруг звездных скоплений в результате взаимодействия их суммарного звездного ветра с окружающим межзвездным веществом [11].

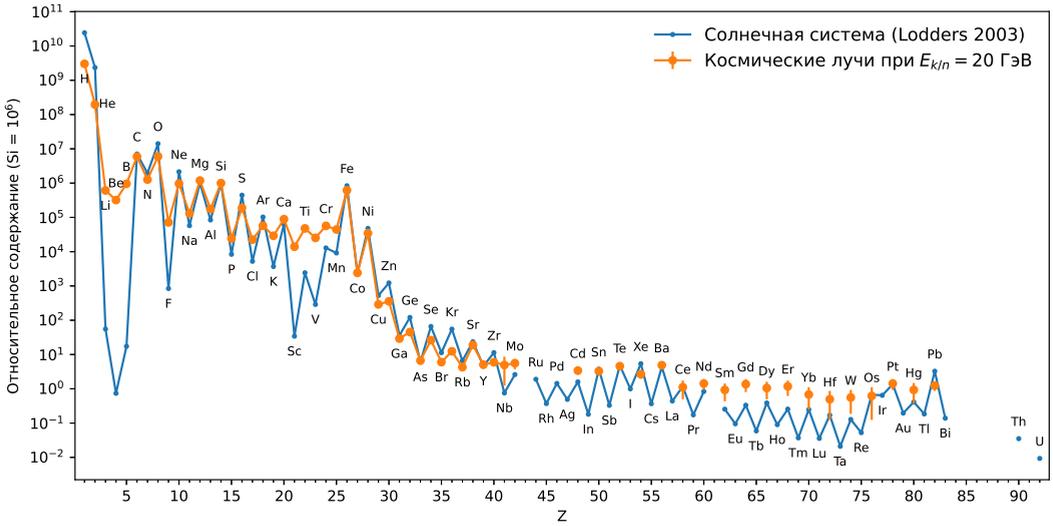


Рис. 2. Распространенность химических элементов в Солнечной системе по данным Lodders (2003) [8] и в космических лучах при  $E_k = 20$  ГэВ. Данные о содержании элементов в космических лучах взяты из базы данных CRDB [5–7]

## Космические лучи в молекулярных облаках

С астрохимической точки зрения наиболее интересно воздействие ГКЛ на вещество молекулярных облаков. Проникновение космических лучей в облака приводит к нескольким существенным последствиям. Космические лучи ионизируют вещество облака, что важно для химических процессов, для теплового баланса и для взаимодействия вещества облака с магнитным полем. Благодаря космическим лучам в молекулярных облаках всегда присутствует слабое ультрафиолетовое излучение. Наконец, проникновение частиц космических лучей в ледяные мантии пылевых частиц приводит к их частичному испарению, а также инициирует в этих мантиях определенные химические процессы.

Взаимодействие космических лучей с веществом приводит к потере энергии и в конечном итоге определяет глубину их проникновения в конкретный объект. Одной из характеристик, описывающих взаимодействие частиц ГКЛ с межзвездным веществом, является *удельная потеря энергии*, определяемая как убыль энергии частицы ГКЛ при прохождении ею единичного отрезка в расчете на одну частицу межзвездного вещества:

$$L(E_k) = -\frac{1}{n} \frac{dE_k}{dx}.$$

На рис. 3 показаны удельные потери энергии протоном с энергией  $E_k$  в водородном газе ( $H + H_2$ ) со степенью ионизации  $10^{-4}$  и температурой 10 К (формула 5.3.58 из [12]). Отдельно показаны также вклады ионизации и производства  $\pi$ -мезонов, а также кулоновские потери. Видно, что при невысокой степени ионизации в молекулярных облаках кулоновскими потерями можно пренебречь. При энергиях выше  $\sim 0.45$  ГэВ [12] основным источником потерь энергии космическими лучами является производство  $\pi$ -мезонов. На более низких энергиях доминирует вклад ионизации.

Для описания действия космических лучей в химических и физических моделях используется специальный параметр — так называемая скорость ионизации космическими

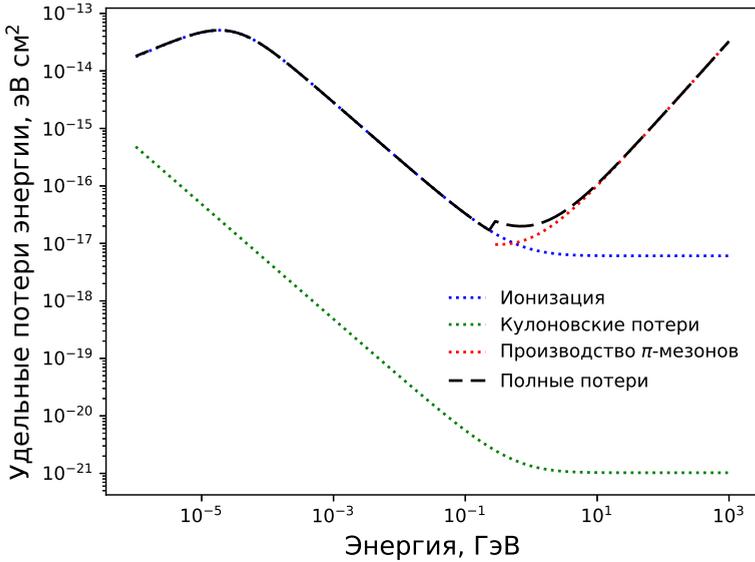


Рис. 3. Удельные потери энергии протоном с энергией  $E_k$  в водородном газе со степенью ионизации  $10^{-4}$  и температурой 10 К

лучами, которая дается выражением [13]

$$\zeta = 1.89 \times 4\pi \frac{5}{3} \int j(E)\sigma(E)dE. \quad (1)$$

Здесь  $j(E)$  — интенсивность протонного компонента космических лучей;  $\sigma(E)$  — сечение ионизации водорода космическими лучами; фактор  $\frac{5}{3}$  отвечает за вклад вторичных электронов, а множитель 1.89 учитывает вклад других ядер, входящих в состав космических лучей (в первую очередь  $\alpha$ -частиц).

Для описания спектра низкоэнергетичных космических лучей часто используется выражение, также предложенное в работе [13]:

$$j(E) = \frac{0.9}{(0.85 + (E/1 \text{ ГэВ}))^{2.6}} \frac{1}{(1 + 0.01 \text{ ГэВ}/E)} \text{ частиц см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{стер}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}. \quad (2)$$

Если подставить спектр (2) и сечения ионизации для атомарного водорода в выражение (1), мы получим значение скорости ионизации атомарного водорода  $\zeta_{\text{H}} = 6.8 \times 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ . В современных моделях в качестве «стандартного» значения  $\zeta$  часто используют значение  $\zeta_{\text{H}_2} = 1.65\zeta_{\text{H}} \approx 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ , соответствующее скорости ионизации молекулярного водорода [14].

На рис. 4 показаны спектры ГКЛ в представлениях Спитцера — Томаско [13] и Падовани с соавторами (см., например, [15], их вариант  $\mathcal{L}$ ). Для сравнения пунктиром показан примерный спектр ГКЛ на расстоянии 1 а. е. от Солнца, а кружками показан спектр ГКЛ, измеренный за пределами гелиосферы при помощи межпланетного зонда «Вояджер-1» (данные, суммированные в [16]). В наблюдательных данных хорошо виден дефицит частиц малых энергий в спектре на земной орбите по сравнению со спектром за пределами гелиосферы. К сожалению, измерения в окрестностях Земли не дают достоверной информации о спектре ГКЛ в диапазоне энергий  $< 1 \text{ ГэВ/нуклон}$ , поскольку проникновению

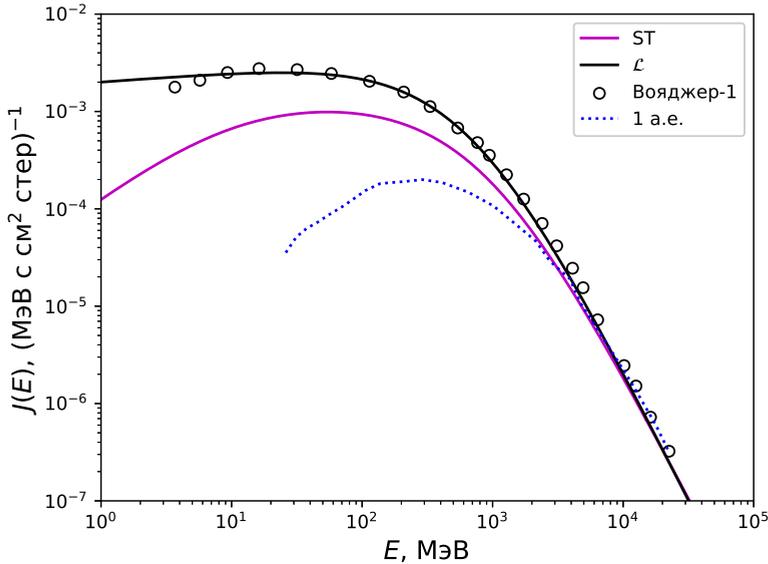


Рис. 4. Различные варианты описания спектра космических лучей в солнечной окрестности: ST — согласно Спитцнеру и Томаско [13];  $\mathcal{L}$  — согласно [15]. Также показаны результаты измерений спектра ГКЛ на радиусе земной орбиты (1 а. е.) и за пределами гелиосферы при помощи зонда «Вояджер-1» [16]

частиц с такими энергиями внутрь гелиосферы существенно препятствует солнечный ветер. Точнее, спектр ГКЛ в области низких энергий *модулируется* солнечным ветром [17], и эта модуляция, возможно, существенна даже на тех расстояниях, на которых сейчас находятся «Вояджеры» [18]. Более того, сильная зависимость низкоэнергетической части спектра ГКЛ от условий в непосредственной солнечной окрестности указывает, что она может испытывать существенные вариации и в других регионах Галактики (см. [19, 20] и ссылки в этих работах). Между тем именно эти частицы, по-видимому, вносят основной вклад в ионизацию и нагрев вещества молекулярных облаков. В частности, максимум сечений ионизации молекулы водорода при столкновениях с протонами и электронами достигается на энергиях 10 кэВ и 50 эВ соответственно [21].

Распространение ГКЛ в молекулярных облаках является сложным процессом, детали которого зависят от режима распространения заряженных частиц в магнитном поле облака. Обычно рассматриваются два случая: распространение частиц космических лучей вдоль силовых линий магнитного поля и их диффузия. Зная сечения взаимодействия частиц ГКЛ с веществом молекулярного облака (или соответствующие удельные потери энергии), можно рассчитать, как меняется скорость ионизации космическими лучами в зависимости от «глубины» погружения в облако. Следует учитывать, что здесь имеется в виду не геометрическая глубина, а *эффективная* лучевая концентрация, проинтегрированная вдоль траектории движения частицы ГКЛ. Поскольку частица в рамках первого случая движется по винтовой траектории вокруг силовой линии магнитного поля, которое само может иметь сложную конфигурацию, эффективная лучевая концентрация может существенно превышать «обычную» лучевую концентрацию на пути от рассматриваемой точки до границы облака.

Разумеется, из наблюдений эффективную лучевую концентрацию мы определить не

можем, но косвенным указанием на особенности распространения ГКЛ в межзвездном веществе являются наблюдения соотношения  $\zeta$  и лучевой концентрации вдоль луча зрения  $N$ . Эти наблюдения указывают, что с увеличением  $N$  от  $10^{20}$  до  $10^{23}$  см $^{-2}$  величина  $\zeta$  убывает от  $10^{-15}$  с $^{-1}$  (в диффузной межзвездной среде) до  $10^{-17}$  с $^{-1}$  (в плотном молекулярном веществе) [22, 23].

## Космические лучи и молекулярный водород

Основные процессы, происходящие при проникновении ГКЛ в молекулярные облака, связаны с молекулярным водородом. Главным механизмом потери энергии ГКЛ является ионизация молекул  $H_2$  [24]. Возникающий при этом ион  $H_2^+$  быстро реагирует с другой молекулой  $H_2$ , превращаясь в ион  $H_3^+$  — основной движитель ион-молекулярной химии [25]. Диссоциация молекулы  $H_2$  при взаимодействии с ГКЛ обогащает плотные области молекулярных облаков атомарным водородом [26], который далее инициирует важные химические процессы, включая реакции добавления водорода в ледяных мантиях космических пылинок. Вклад ГКЛ в химические процессы позволяет оценить величину  $\zeta$  в молекулярных облаках, сравнивая наблюдаемые содержания молекул с предсказаниями в астрохимических моделях. Оценки  $\zeta$ , упомянутые в конце предыдущего раздела, были, как правило, получены именно таким способом. К сожалению, эти оценки отягощены значительными погрешностями из-за неопределенностей в параметрах реакций.

На рис. 5 показана величина удельной потери энергии протоном при движении через молекулярный водород по данным [27, 28]. Синей линией показаны потери, связанные с возбуждением электронных уровней молекулы  $H_2$ , которые становятся существенными при энергиях протона более 100 эВ. Возбуждение электронных уровней  $H_2$  при столкновениях с электронами становится эффективным при энергиях электронов (в частности, вторичных электронов ГКЛ) более 10 эВ. Затем молекула  $H_2$  релаксирует обратно в основное электронное состояние, излучая фотон в полосах Лаймана и Вернера или в континууме, если релаксация привела к диссоциации молекулы  $H_2$ . В результате даже в темных областях молекулярных облаков присутствует ультрафиолетовое излучение [24, 29]. Результаты работы [24] показывают, что в диапазоне длин волн от 70 до 180 нм интенсивность поля УФ-излучения, генерируемого ГКЛ (в основном протонами, первичными электронами и вторичными электронами), составляет примерно  $10^{-4}$  от интенсивности межзвездного поля излучения в солнечной окрестности. В диапазоне длин волн более 180 нм интенсивность этого УФ-излучения уступает межзвездной уже примерно в  $10^5$  раз (точные соотношения сильно зависят от принятого спектра первичных ГКЛ). Несмотря на слабость, это поле играет существенную роль в химической эволюции молекулярных облаков.

Взаимодействие ГКЛ с молекулярным (и атомарным) водородом приводит также к нагреву среды. Обычно предполагается, что в результате каждого акта ионизации в тепловую энергию среды передается порядка 7 эВ энергии [30], поэтому скорость нагрева дается простым выражением:

$$\Gamma_{CR} = n\zeta \langle \approx 7 \text{ эВ} \rangle.$$

## Космические лучи и ледяные мантии пылинок

Космические лучи вносят вклад в эволюцию ледяных мантий космических пылинок двумя способами: частицы высоких энергий, проникая в мантию, разрушают ее, а также инициируют некоторые химические превращения в ней.

Изначально необходимость существования нетепловых механизмов десорбции рассматривалась в рамках предположения, что молекулы, наблюдаемые в газовой фазе, формиру-

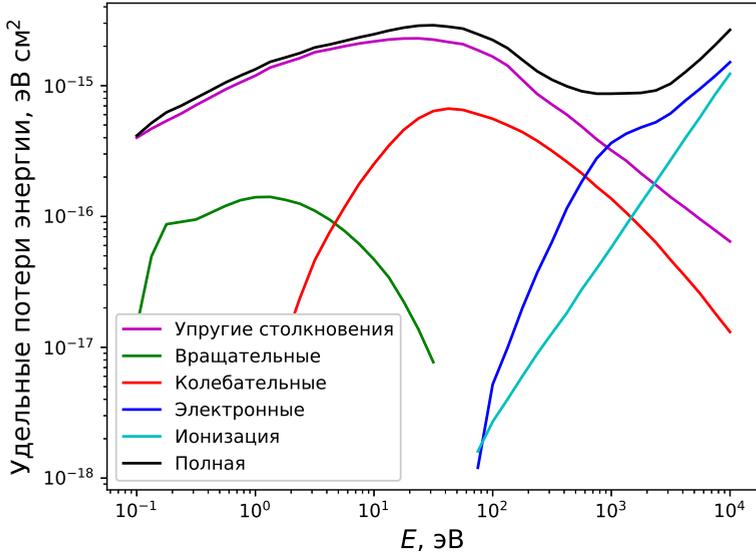


Рис. 5. Удельные потери энергии протоном при движении через молекулярный водород [27, 28]

ются на поверхности пылинок [31], а затем должны каким-то образом испаряться. Теперь считается, что значительная часть молекул синтезируется непосредственно в газовой фазе [25], однако необходимость учитывать нетепловую десорбцию сохранилась, и десорбция космическими лучами является стандартным компонентом современных астрохимических моделей [32]. Для оценки скорости этого процесса обычно используется простое выражение [33, 34]

$$k_{cr}(i) = f(T_{max})k_{evap}(T_{max}, i). \quad (3)$$

Здесь

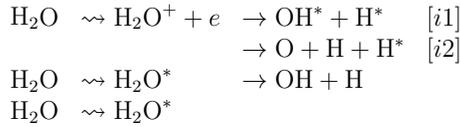
$$k_{evap}(T_{max}, i) = \nu_0(i) \exp(-E_D(i)/kT_{max}),$$

где  $k_{evap}(T_{max}, i)$  — константа скорости испарения  $i$ -го компонента;  $\nu_0(i)$  — характеристическая частота компонента;  $E_D(i)$  — его энергия десорбции. В этом формализме предполагается, что взаимодействие с частицей ГКЛ нагревает пылинку (и ее мантию) до температуры  $T_{max}$ , и пылинка сохраняет эту температуру на протяжении времени, которое составляет долю  $f(T_{max})$  от времени между столкновениями.

В работе Хербста и Кушера [35] было оценено, что для ядер железа при стандартном значении  $\zeta$  характерное время между столкновениями составляет примерно 5 млн лет для пылинки радиусом 0.01 мкм и 55 тыс. лет для пылинки радиусом 0.1 мкм. При этом достигается максимальная температура порядка 130 К для пылинки радиусом 0.01 мкм и 30 К для пылинки радиусом 0.1 мкм. Столкновения с протонами происходят гораздо чаще — раз в 800 лет и раз в 8 лет для пылинок с радиусами 0.01 и 0.1 мкм соответственно. Однако эффективность передачи энергии пылинке пропорциональна квадрату заряда частицы, поэтому протоны нагревают пылинки с радиусами 0.01 и 0.1 мкм всего лишь до 25 К и 10 К соответственно. Эти числа приведены для силикатных пылинок, но значения, соответствующие пылинкам из аморфного углерода, отличаются от них несущественно. Более важным в этом отношении может оказаться не состав тугоплавкого ядра пылинки, а состав ее мантии [36].

В выражении (3) предполагается, что испарение ледяных мантий космическими лучами является непрерывным процессом, однако очевидно, что по крайней мере для некоторых пылинок и некоторых частиц ГКЛ характерное время между столкновениями сопоставимо с временем жизни молекулярного облака или даже превышает его. Поэтому более корректным может быть стохастическое описание, предложенное в работе [37]. Наконец, частица высокой энергии, попав в ледяную мантию, может инициировать химические изменения в ней. Выделение энергии в таких химических реакциях может быть одной из причин десорбции молекул из ледяной мантии [33, 38].

Вообще попадание частицы ГКЛ в ледяную мантию приводит к различным последствиям, в том числе к уже упомянутой десорбции, к изменению структуры мантии, а также к ионизации и возбуждению электронных состояний в компонентах мантии [39]. Общий метод учета этих процессов в астрохимических моделях был предложен Шингледером и Хербстом [40]. В качестве конкретного примера они рассмотрели реакции ионизации и возбуждения молекулы воды:



Здесь ломаными стрелками обозначены реакции, инициируемые частицами ГКЛ, а звездочками отмечены компоненты в состоянии электронного возбуждения (сверхтепловые компоненты). Предполагается, что такое возбуждение позволяет преодолевать активационные барьеры, имеющиеся у ряда важных реакций в ледяных мантиях. Соответственно кинетическое уравнение для сверхтепловых атомов водорода выглядит так:

$$\frac{dn(\text{H}^*)}{dt} = k_{i1}n(\text{H}_2\text{O}) + k_{i2}n(\text{H}_2\text{O}) - \sum kn(\text{H}^*)n(\text{X}),$$

где  $k_{i1}$  и  $k_{i2}$  — константы скоростей первых двух процессов в приведенной выше схеме, а последнее слагаемое описывает все реакции сверхтепловых атомов водорода с другими компонентами ледяной мантии. Для констант скоростей в работе [40] предложено выражение

$$k = GL_e\phi_{\text{ISM}}. \quad (4)$$

Здесь  $L_e$  — удельная потеря энергии частицей ГКЛ за счет неупругого взаимодействия с электронами в мантии, усредненная по спектру энергии ГКЛ  $j(E)$ ;  $\phi_{\text{ISM}}$  — поток космических лучей в  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  (стандартному значению  $\zeta$  соответствует поток  $8.6 \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ). Наиболее важной величиной в (4) является радиохимический выход  $G$ , представляющий собой количество продуктов реакции в расчете на определенную энергию, переданную в мантию частицей ГКЛ. Обычно величина  $G$  приводится на 1 эВ или на 100 эВ. Она может быть вычислена или определена экспериментально.

Подобный подход работает в тех случаях, когда известна последовательность реакций, инициируемых проникновением частицы ГКЛ в мантию. Однако в конкретных экспериментах она бывает известна не всегда. Часто величина  $G$  приводится только для конечного продукта этих реакций. Допустим, в результате эксперимента может быть определено, что при облучении электронами высоких энергий льда, состоящего из смеси молекул А и молекул В, на каждые 100 эВ переданной в мантию энергии образуется определенное количество молекул С, однако точная последовательность реакций, приводящих к этому превращению, неизвестна. В этом случае использовать экспериментально определенное значение  $G$  в выражении вида (4) уже нельзя, необходимо использовать другие подходы.

## Заключение

Космические лучи в настоящее время рассматриваются как важный фактор эволюции межзвездной среды, в том числе и химической эволюции межзвездного вещества. Детальное рассмотрение процессов их рождения, распространения и взаимодействия с веществом показывает, что в этом направлении наша работа только начинается.

## Библиографические ссылки

- [1] *Telescope Array Collaboration*. An extremely energetic cosmic ray observed by a surface detector array // *Science*. — 2023. — Vol. 382, № 6673. — P. 903–907.
- [2] *Coulomb Ch.* Troisième mémoire sur l'électricité et le magnétisme. De la quantité d'électricité qu'un corps isolé perd dans le temps donné, soit par le contact de l'air plus ou moins humide, soit le long des soutiens plus ou moins idio-électriques, avec 1 planche // *Mém. Acad. Roy. Sci.* — 1785. — Vol. 88. — P. 612.
- [3] *Hess V.* Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten // *Phys. Zeit.* — 1912. — Vol. 13. — P. 1084.
- [4] *Anderson Carl D.* The Positive Electron // *Physical Review*. — 1933. — Vol. 43, № 6. — P. 491–494.
- [5] *Maurin D., Melot F., Taillet R.* A database of charged cosmic rays // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 569. — P. A32. 1302.5525.
- [6] *Maurin D., Dembinski H. P., Gonzalez J. et al.* Cosmic-Ray Database Update: Ultra-High Energy, Ultra-Heavy, and Antinuclei Cosmic-Ray Data (CRDB v4.0) // *Universe*. — 2020. — Vol. 6, № 8. — P. 102. 2005.14663.
- [7] *Maurin D., Ahlers M., Dembinski H. et al.* A cosmic-ray database update: CRDB v4.1 // *European Physical Journal C*. — 2023. — Vol. 83, № 10. — P. 971. 2306.08901.
- [8] *Lodders K.* Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 591, № 2. — P. 1220–1247.
- [9] *Kampert K.-H., Tinyakov P.* Cosmic rays from the ankle to the cutoff // *Comptes Rendus Physique*. — 2014. — Vol. 15, № 4. — P. 318–328. 1405.0575.
- [10] *Grenier I. A., Black J. H., Strong A. W.* The Nine Lives of Cosmic Rays in Galaxies // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 53. — P. 199–246.
- [11] *Blasi P., Morlino G.* High-energy cosmic rays and gamma-rays from star clusters: the case of Cygnus OB2 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 523, № 3. — P. 4015–4028. 2306.03762.
- [12] *Schlickeiser R.* *Cosmic Ray Astrophysics*. — 2002.
- [13] *Spitzer L., Jr., Tomasko M. G.* Heating of H I Regions by Energetic Particles // *Astrophys. J.* — 1968. — Vol. 152. — P. 971.
- [14] *Glassgold A. E., Langer William D.* Cosmic-Ray Heating and Molecular Cooling of Dense Clouds // *Astrophys. J. Lett.* — 1973. — Vol. 179. — P. L147.
- [15] *Padovani M., Ivlev A. V., Galli D., Caselli P.* Cosmic-ray ionisation in circumstellar discs // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 614. — P. A111. 1803.09348.
- [16] *Cummings A. C., Stone E. C., Heikkila B. C. et al.* Galactic Cosmic Rays in the Local Interstellar Medium: Voyager 1 Observations and Model Results // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 831, № 1. — P. 18.

- [17] *McDonald F. B.* Cosmic-Ray Modulation in the Heliosphere A Phenomenological Study // Space Science Reviews. — 1998. — Vol. 83. — P. 33–50.
- [18] *Gloeckler G., Fisk L. A.* More Evidence that Voyager 1 Is Still in the Heliosphere // Astrophys. J. Lett. — 2015. — Vol. 806, № 2. — P. L27.
- [19] *Silsbee K., Ivlev A. V.* Exclusion of Cosmic Rays from Molecular Clouds by Self-generated Electric Fields // Astrophys. J. Lett. — 2020. — Vol. 902, № 1. — P. L25. 2009.14208.
- [20] *Phan Vo Hong Minh, Recchia S., Mertsch P., Gabici S.* Stochasticity of cosmic rays from supernova remnants and the ionization rates in molecular clouds // Phys. Rev. D. — 2023. — Vol. 107, № 12. — P. 123006. 2209.10581.
- [21] *Padovani M., Galli D., Glassgold A. E.* Cosmic-ray ionization of molecular clouds // Astron. Astrophys. — 2009. — Vol. 501, № 2. — P. 619–631. 0904.4149.
- [22] *Albertsson T., Kauffmann J., Menten K. M.* Atlas of Cosmic-Ray-induced Astrochemistry // Astrophys. J. — 2018. — Vol. 868, № 1. — P. 40. 1811.02862.
- [23] *Padovani M., Bialy S., Galli D. et al.* Cosmic rays in molecular clouds probed by H<sub>2</sub> rovibrational lines. Perspectives for the James Webb Space Telescope // Astron. Astrophys. — 2022. — Vol. 658. — P. A189. 2201.08457.
- [24] *Padovani M., Galli D., Scarlett L. H. et al.* Ultraviolet H<sub>2</sub> luminescence in molecular clouds induced by cosmic rays // arXiv e-prints. — 2023. — P. arXiv:2312.02062. 2312.02062.
- [25] *Watson W. D.* The Rate of Formation of Interstellar Molecules by Ion-Molecule Reactions // Astrophys. J. Lett. — 1973. — Vol. 183. — P. L17.
- [26] *Padovani M., Galli D., Ivlev A. V. et al.* Production of atomic hydrogen by cosmic rays in dark clouds // Astron. Astrophys. — 2018. — Vol. 619. — P. A144. 1809.04168.
- [27] *Phelps A. V.* Cross Sections and Swarm Coefficients for H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup>, H, H<sub>2</sub>, and H<sup>-</sup> in H<sub>2</sub> for Energies from 0.1 eV to 10 keV // Journal of Physical and Chemical Reference Data. — 1990. — Vol. 19, № 3. — P. 653–675.
- [28] *Phelps A. V.* Erratum: Cross Sections and Swarm Coefficients for H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup>, H, H<sub>2</sub>, and H<sup>-</sup> in H<sub>2</sub> for Energies from 0.1 eV to 10 keV [J. Phys. Chem. Ref. Data 19, 653 (1990)] // Journal of Physical and Chemical Reference Data. — 1991. — Vol. 20, № 6. — P. 1339–1341.
- [29] *Prasad S. S., Tarafdar S. P.* UV radiation field inside dense clouds - Its possible existence and chemical implications // Astrophys. J. — 1983. — Vol. 267. — P. 603–609.
- [30] *Glassgold A. E., Langer William D.* Heating of Molecular-Hydrogen Clouds by Cosmic Rays and X-Rays // Astrophys. J. — 1973. — Vol. 186. — P. 859–888.
- [31] *Watson W. D., Salpeter E. E.* Molecule Formation on Interstellar Grains // Astrophys. J. — 1972. — Vol. 174. — P. 321.
- [32] *Iqbal W., Wakelam V.* Nautilus multi-grain model: Importance of cosmic-ray-induced desorption in determining the chemical abundances in the ISM // Astron. Astrophys. — 2018. — Vol. 615. — P. A20. 1802.07979.
- [33] *Leger A., Jura M., Omont A.* Desorption from interstellar grains // Astron. Astrophys. — 1985. — Vol. 144, № 1. — P. 147–160.
- [34] *Hasegawa T. I., Herbst E.* New gas-grain chemical models of quiescent dense interstellar clouds :the effects of H<sub>2</sub> tunnelling reactions and cosmic ray induced desorption. // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1993. — Vol. 261. — P. 83–102.

- [35] *Herbst E., Cuppen H. M.* Interstellar Chemistry Special Feature: Monte Carlo studies of surface chemistry and nonthermal desorption involving interstellar grains // Proceedings of the National Academy of Science. — 2006. — Vol. 103, № 33. — P. 12257–12262.
- [36] *Sipilä O., Silsbee K., Caselli P.* A Revised Description of the Cosmic Ray Induced Desorption of Interstellar Ices // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 922, № 2. — P. 126. 2106.04593.
- [37] *Rawlings J. M. C.* Towards a better understanding of ice mantle desorption by cosmic rays // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 517, № 3. — P. 3804–3821. 2207.14005.
- [38] *Ivlev A. V., Röcker T. B., Vasyunin A., Caselli P.* Impulsive Spot Heating and Thermal Explosion of Interstellar Grains Revisited // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 805, № 1. — P. 59. 1503.05012.
- [39] *Ivlev A. V., Giuliano B. M., Juhász Z. et al.* Bombardment of CO Ice by Cosmic Rays. I. Experimental Insights into the Microphysics of Molecule Destruction and Sputtering // *Astrophys. J.* — 2023. — Vol. 944, № 2. — P. 181. 2301.09401.
- [40] *Shingledecker Ch. N., Herbst Eric.* A general method for the inclusion of radiation chemistry in astrochemical models // *Physical Chemistry Chemical Physics (Incorporating Faraday Transactions)*. — 2018. — Vol. 20. — P. 5359–5367.

## АЛГОРИТМЫ ПОИСКА И ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ КОМПОНЕНТ ИСХОДНО ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД, РАЗРУШЕННЫХ ПРИЛИВНЫМ ПОЛЕМ СМЧД

Г. Н. Дремова

*Российский федеральный ядерный центр, Снежинск*

Рассматривается генетическая связь сверхскоростных ( $CЗ$ ) и центральных ( $S$ ) звезд в окрестности сверхмассивной черной дыры (СМЧД). Находясь на расстояниях порядка радиуса Галактики, в прошлом они могли быть компонентами двойной звезды, которая испытала приливное воздействие со стороны СМЧД.

Предлагается апробирование двухэтапного алгоритма поиска генетически связанных в прошлом  $CЗ$ - $S$ -пар, используя данные каталогов [1, 2]:

- 1) реконструкция методом обратного интегрирования «возвращенной» траектории  $CЗ$ ;
- 2) анализ компланарности орбиты  $CЗ$ , «возвращенной» в окрестность СМЧД, и орбиты наблюдаемой  $S$ -звезды.

Эта задача дает независимый тест нашему знанию о распределении барионного и темного вещества, а также построенному на их основе гравитационному потенциалу Галактики, что имеет важное космологическое и эволюционное значение.

## ALGORITHMS FOR SEARCHING AND IDENTIFYING COMPONENTS OF ORIGINALLY BINARY STARS, TIDAL DESTROYED BY SMBH

G. N. Dryomova

*Russian Federal Nuclear Centre, Snezhinsk*

The genetic relationship of hypervelocity ( $HVS$ ) and central ( $S$ ) stars in the vicinity of a supermassive black hole (SMBH) is considered. Being at distances of the order of the Galaxy radius, in the past they could have been a binary star that experienced the tidal impact of the SMBH.

It is proposed to test a two-stage algorithm for searching for genetically related in past  $HVS$ - $S$ -pairs using catalogs [1, 2]:

- 1) reconstruction by the method of reverse integration of “returned” trajectory of the  $HVS$ ;
- 2) Analysis of the coplanarity of the orbits of  $HVS$ , “returned” in SMBH-neighborhood, and the observed  $S$ -star.

This task provides an independent test of our knowledge of baryonic and dark matter distribution, as well as the gravitational potential of the Galaxy based on them, which has important cosmological and evolutionary significance.

## Введение

Задача поиска и отождествления парных звездных компонент, некогда принадлежавших общей родительской двойной звезде, разорванной приливным полем сверхмассивной черной дыры (СМЧД), представляет собой комплексную проблему, упирающуюся в пределы астрометрической и спектральной точности наблюдений, ограниченную выбором критериев численных алгоритмов для идентификации пар, а также включающую эволюционные

аспекты прежде родственных компонент. Для пояснения проблемы отождествления звездной пары позволим себе небольшое отступление — нетривиальную аналогию с квантовым явлением «спутанного состояния».

Для его иллюстрации часто используют мысленный эксперимент Дэвида Бома с распадом квантовой частицы с нулевым спином на две парно-связанные частицы с противоположными спинами [3]. Из-за взаимодействия друг с другом эти частицы теряют свои индивидуальные вероятности, но, оказавшись на противоположных краях Вселенной (казалось бы, их взаимодействием можно пренебречь), их общая квантовая связь между тем сохраняется: регистрация спина одной из них (например, спин направлен вверх) однозначно определяет направление спина второй частицы (вниз). Безусловно, это странное свойство *нелокальности* «спутанного состояния», наблюдаемое в микромире, не характерно для объектов макромира, т. е. звезд, которые не способны мгновенно обмениваться информацией и уже «забыли» о своей генетической связи в прошлом.

Когда-то две звезды были гравитационно связаны в родительской двойной системе, которая в результате динамического захвата в окрестность СМЧД испытала приливный распад своих компонент. В ходе перераспределения моментов импульса один из компонент оказался выброшен из окрестности СМЧД. Удаляясь все дальше и дальше от своего компаньона, оставшегося на орбите вокруг СМЧД в центре Галактики, выброшенный компонент навсегда утратил признак двойственности. Теперь обе звезды образуют что-то похожее на «спутанное состояние» в смысле проблемы отождествления их парности. Еще раз подчеркиваем, что это всего лишь аналогия с квантовым эффектом. В нашей задаче отождествления парности нам как раз нужны наблюдения сразу по обеим звездам.

Впервые задача динамического захвата двойной звезды полем СМЧД была рассмотрена в 1988 г. Джеком Хиллзом, который с помощью численного моделирования показал возможность реализации сверхскоростного выброса (со скоростью, превышающей в несколько раз кеплеровскую на данном радиусе) одного из компонент двойной звезды за счет образования связанной орбиты вокруг СМЧД оставшегося компонента [4]. Сценарий Хиллза продемонстрировал два новых, тогда гипотетических, класса: сверхскоростных *C3* и центральных *S*-звезд. Сегодня, тридцать пять лет спустя, мы говорим о реально наблюдаемых объектах, систематизированных в одноименные каталоги — каталог сверхскоростных звезд Брауна и др. [1] и каталог центральных *S*-звезд Джиллессена и др. [2]. Руководствуясь принципом дополнения данных этих двух каталогов, можно построить алгоритм отождествления *C3-S* пар.

## Современные статистики *S*-звезд и *C3*

Сразу же обращает на себя внимание факт удивительного совпадения численности *C3* и *S*-звезд в каталогах [1, 2] — примерно четыре десятка. Скорее всего это совпадение случайно. Сколько же в действительности может находиться *C3* в нашей Галактике? Учитывая генерацию *C3* только в сценарии Хиллза, т. е. через приливный захват двойной звезды в окрестность СМЧД, темп которого, по разным оценкам,  $\sim 10^{-6}$  в год (см. [5, 6] и ссылки там), а также учитывая время,  $\sim 100$  млн лет, затрачиваемое в среднем на преодоление границы Галактики (100 кпк) со средней скоростью выброса порядка 1000 км/с, таких объектов будет не больше сотни во всей Галактике. *C3* также могут быть выброшены и из других галактик через механизм Хиллза, но это незначительно увеличит их популяцию в нашей Галактике:  $R_{gal}^3/r_{lh}^3 \cdot N_{gal} \cdot N_{C3} \sim 0.1$ , где  $R_{gal} = 10^5$  пк — радиус Галактики;  $r_{lh} = 10^{10}$  св. лет — радиус видимой Вселенной;  $N_{gal} \approx 10^{12}$  — число галактик и  $N_{C3}$  — число *C3*, выброшенных из других галактик в сценарии Хиллза.

Сценарий Хиллза [4] не единственный, в котором могут генерироваться *C3*. Хорошо известны сценарии с возможным разрывом гравитационной связи компонент при распаде

нестабильных тройных систем, парных столкновениях тесных двойных звезд, их столкновениях с одиночными звездами, при взрыве сверхновых в тесных двойных системах, а также в ходе столкновительной эволюции звезд в плотных шаровых скоплениях.

Проблема отождествления всех разорванных когда-либо связей не поддается решению. Но сценарий Хиллза выделяется среди прочих: приливное воздействие со стороны СМЧД не проходит бесследно для компонент разорванной двойной системы. В числе наблюдательных особенностей  $C3$  в первую очередь нужно назвать кинематическую аномальность, — пространственная скорость этих звезд не вписывается в кинематический рисунок текущего их окружения. Также эти звезды показывают цветовую контрастность к окружающему населению, что выделяет их нетипичность для данной популяции. Например, обнаруженные в гало, характерное население которого старые звезды,  $C3$  не вписываются в него со своим ранним спектральным классом. Очень вероятно, что спектральные классы парных  $C3$  и  $S$ -звезды должны быть близкими.

Чем больше пространственная скорость  $C3$ , тем более тесная орбита вокруг СМЧД должна ожидаться для парной ей  $S$ -звезды. Галактический центр населен СМЧД и вращающимися вокруг нее центральными  $S$ -звездами. В отличие от многосценарной природы  $C3$  генерация самых близких к СМЧД  $S$ -звезд осуществляется преимущественно через сценарий Хиллза. Хотя  $S$ -звезды могли появляться и в ходе естественного рекуррентно вспыхивающего звездообразования, связанного с накоплением газа в окрестностях галактического центра [7]. Альтернативным сценарием для происхождения  $S$ -звезд также может быть приливное «обдирание» околядерных звездных скоплений при их перицентрических сближениях с СМЧД, как показывают расчеты Фраджионе и др. [8]. Примером такого скопления является молодое плотное скопление Арки, удаленное на 25 пк от СМЧД. По сути это тот же механизм Хиллза [4], в котором двойная звезда заменена на целое скопление.

Несмотря на то что  $S$ -звезды подвергаются приливному разрушению в поле СМЧД (см. [9] и ссылки там), их население постепенно накапливается в галактическом центре, тогда как парные некоторым из них  $C3$  уже давно вылетели за пределы Галактики. Один из важных критериев отождествления пар должен учитывать совпадение возрастов отождествляемой пары. Следует подчеркнуть также, что далеко не все звезды, гравитационно рассеянные СМЧД при перицентрическом сближении околядерного скопления, получают статус сверхскоростных, а значит, парные им  $S$ -звезды «осядут» на широких орбитах. Такие  $S$ -звезды, наверное, сразу стоит отметить из кандидатов в отождествление, так как, оставшиеся связанными с Галактикой, их парные компаньоны не соответствуют статусу  $C3$ .

Первые робкие шаги в наблюдении центральных звезд, сделанные в 1989 г., сегодня увенчались открытием нескольких тысяч  $S$ -звезд, для которых еще предстоит рутинная работа по восстановлению элементов их орбит (Gravity Collaboration [10]). Настоящий прорыв в темпе их открытия вызван технологическим переворотом в области адаптивной оптики и спектроскопии с высоким угловым разрешением, а также разработками нетривиальных методов мониторинга центральной области Галактики, высокой оценкой которым стало присуждение Андреа Гез и Райнхарду Генцелу Нобелевской премии за 2020 г. Несмотря на постоянно увеличивающееся количество открываемых центральных звезд, информативно ценными остаются четыре десятка  $S$ -звезд, орбитальные параметры которых приведены в каталоге Джиллессена и др. [2].

В предлагаемом алгоритме отождествления  $C3$ - $S$  пар мы собираемся замкнуть данные обоих каталогов друг на друге, о чем подробнее будет изложено в следующем разделе.

# Алгоритм отождествления $C3$ - $S$ пар. Этап I

Базовыми источниками данных для тестирования алгоритма отождествления  $C3$ - $S$  пар выбраны каталоги сверхскоростных и центральных звезд [1, 2]. Первый этап — реконструкция методом обратного интегрирования «возвращенной» траектории для каждой  $C3$  из каталога Брауна и др. [1], в котором приведены данные для 39 звезд. Их статус, как высокоскоростных звезд, сгенерированных в сценарии Хиллза [4], оценивается следующим образом: 21 объект — свободные  $C3$ , остальные 17 звезд в статусе «В» (*bound*), возможно, оставшиеся связанными с Галактикой. Придерживаясь идеи центрального выброса, выберем в качестве первого критерия правдоподобия параметр удаленности «возвращенной» траектории  $C3$  от СМЧД. Интегрирование проводится в галактическом потенциале, центрированном на положение СМЧД, поэтому расчеты траекторий целесообразно проводить в галактоцентрической декартовой системе координат.

## Представление начальных координат $C3$ в галактоцентрической декартовой системе координат

Исходными данными о положениях  $C3$  из каталога [1] являются экваториальные координаты (прямое восхождение  $\alpha$  и склонение  $\delta$ ), а также галактоцентрическое расстояние  $r_{rf}$ . Используя положение северного галактического полюса ( $NP$ ) на эпоху J2000  $\alpha_{NP} = 192.767^\circ$  и  $\delta_{NP} = 27.13^\circ$ , а также долготу северного экваториального полюса  $l_{Neq} = 122.933^\circ$ , можно осуществить перевод экваториальных координат  $C3$  в галактические  $(b, l)$ :

$$\begin{aligned} b &= \arcsin(\sin \delta \cdot \sin \delta_{NP} + \cos \delta \cdot \cos \delta_{NP} \cdot \cos(\alpha - \alpha_{NP})); \\ l &= l_{Neq} - \Delta l; \\ \sin \Delta l &= \cos \delta \cdot \sin(\alpha - \alpha_{NP}) / \cos b; \\ \cos \Delta l &= (\cos \delta_{NP} \cdot \sin \delta - \sin \delta_{NP} \cdot \cos \delta \cdot \cos(\alpha - \alpha_{NP})) / \cos b. \end{aligned} \quad (1)$$

Аналогично делается перевод экваториальных координат СМЧД,  $\alpha_{SgA^*} = 266.416^\circ$  и  $\delta_{SgA^*} = -29.00781^\circ$  в галактические координаты  $(b_{SgA^*}, l_{SgA^*})$ . На следующем шаге галактические координаты  $C3$  и СМЧД переводим в гелиоцентрические декартовы координаты:

$$\begin{aligned} x_{\odot, C3} &= R \cos b \cdot \cos l; & x_{\odot, SgA^*} &= R_0 \cos b_{SgA^*} \cdot \cos l_{SgA^*}; \\ y_{\odot, C3} &= R \cos b \cdot \sin l; & y_{\odot, SgA^*} &= R_0 \cos b_{SgA^*} \cdot \sin l_{SgA^*}; \\ z_{\odot, C3} &= R \sin b; & z_{\odot, SgA^*} &= R_0 \sin b_{SgA^*}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $R$  — гелиоцентрическое расстояние  $C3$  (кпк);  $R_0$  — расстояние от галактического центра до Солнца  $\sim 8.32$  кпк согласно [2].

Гелиоцентрическое расстояние  $R$  для каждой  $C3$  вычисляется из уравнения

$$R^2 + R_0^2 - 2R \cdot R_0 \cos(\vec{n}_{\odot, C3}, \vec{n}_{\odot, SgA^*}) = r_{rf}^2, \quad (3)$$

где  $\vec{n}_{\odot, C3}$  и  $\vec{n}_{\odot, SgA^*}$  — единичные векторы в гелиоцентрической системе координат в направлении на  $C3$  и на СМЧД соответственно. Зная компоненты этих векторов  $(\cos b \cos l; \cos b \sin l; \sin b)$  и  $(\cos b_{SgA^*} \cos l_{SgA^*}; \cos b_{SgA^*} \sin l_{SgA^*}; \sin b_{SgA^*})$ , можно через их скалярное произведение вычислить косинус угла между ними, что позволит найти  $R$ , решение квадратного уравнения (3).

Далее можно сделать переход из гелиоцентрической в галактоцентрическую декартову систему координат:

$$\begin{aligned}
 x_{rf} &= x_{\odot, \text{CЗ}} - x_{\odot, \text{SgA}^*}, & x_{\text{SgA}^*} &= 0; \\
 y_{rf} &= y_{\odot, \text{CЗ}} - y_{\odot, \text{SgA}^*}, & y_{\text{SgA}^*} &= 0; \\
 z_{rf} &= z_{\odot, \text{CЗ}} - z_{\odot, \text{SgA}^*}, & z_{\text{SgA}^*} &= 0.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Выбор направления осей в декартовой системе координат, центрированной на положение СМЧД: ось **X** направлена от СМЧД в сторону, противоположную направлению на Солнце, ось **Y** возрастает по ходу вращения диска Галактики, ось **Z** направлена на северный полюс Галактики (*NP*), если смотреть с него, вращение звезд будет происходить по часовой стрелке. На следующем шаге приготовления начальных данных необходима информация о компонентах пространственной скорости *CЗ*.

## Представление начальных скоростей *CЗ* в галактоцентрической декартовой системе координат

В *CЗ*-каталоге Брауна и др. [1] приводятся данные по компонентам собственного движения ( $\mu_\alpha$  и  $\mu_\delta$ ), а также модуль лучевой скорости  $V_{rf}^r$ , оцененной относительно галактического центра. Этих данных уже достаточно, чтобы подготовиться к процедуре обратного интегрирования предполагаемых «треков выброса», что позволит проанализировать, как далеко от галактического центра пролетела *CЗ*.

Принимая во внимание размерность собственного движения (миллисекунды угловой дуги в год), можно вычислить экваториальные координаты *CЗ* через 1000 лет:  $\alpha_\mu = \alpha + \mu_\alpha \cdot 1000$  и  $\delta_\mu = \delta + \mu_\delta \cdot 1000$ . Эти координаты сначала следует перевести согласно формуле (1) в сферические галактические координаты ( $b_\mu; l_\mu$ ), а далее по формулам левой колонки (2) — в декартовы гелиоцентрические координаты ( $x_{\odot, \text{CЗ}}^\mu, y_{\odot, \text{CЗ}}^\mu, z_{\odot, \text{CЗ}}^\mu$ ). По изменению положения *CЗ* за 1000 лет можно оценить компоненты тангенциальной скорости (км/с):

$$\begin{aligned}
 v_x^r &= 9.7785 \cdot 10^5 (x_{\odot, \text{CЗ}}^\mu - x_{\odot, \text{CЗ}}); \\
 v_y^r &= 9.7785 \cdot 10^5 (y_{\odot, \text{CЗ}}^\mu - y_{\odot, \text{CЗ}}); \\
 v_z^r &= 9.7785 \cdot 10^5 (z_{\odot, \text{CЗ}}^\mu - z_{\odot, \text{CЗ}}).
 \end{aligned} \tag{5}$$

Для нахождения полной пространственной скорости *CЗ* нужно знать ее лучевой компонент скорости. Поскольку тангенциальный компонент скорости был оценен в гелиоцентрической декартовой системе координат, то и лучевой компонент должен также быть представлен в этой же системе координат:

$$\begin{aligned}
 v_x^r &= V_{helio}^r \cdot \frac{x_{\odot, \text{CЗ}}}{R}; \\
 v_y^r &= V_{helio}^r \cdot \frac{y_{\odot, \text{CЗ}}}{R}; \\
 v_z^r &= V_{helio}^r \cdot \frac{z_{\odot, \text{CЗ}}}{R},
 \end{aligned} \tag{6}$$

где  $V_{helio}^r$  — модуль гелиоцентрической лучевой скорости *CЗ*, который связан с модулем галактоцентрической лучевой скорости,  $V_{rf}^r$ , соотношением (формула (1) из [1]):

$$V_{helio}^r = V_{rf}^r - 11.1 \cos l \cos b - 247.24 \sin l \cos b - 7.25 \sin b. \tag{7}$$

Знание лучевой и тангенциальной скорости позволяет сделать оценку полной пространственной скорости, компоненты которой могут быть записаны в декартовой системе координат, центрированной на Солнце:

$$\begin{aligned}v_{x,helio} &= v_x^r + v_x^\tau; \\v_{y,helio} &= v_y^r + v_y^\tau; \\v_{z,helio} &= v_z^r + v_z^\tau.\end{aligned}\tag{8}$$

Учитывая движение Солнца, компоненты скорости которого относительно СМЧД согласно Шонрех и др. [11] и МакМиллану и Бинни [12]  $U_\odot = +11.1$  км/с,  $V_\odot = +245$  км/с,  $W_\odot = +7.25$  км/с, можно перейти к полной галактоцентрической скорости  $C3$ :

$$\begin{aligned}v_{x,r,f} &= v_{x,helio} + U_\odot; \\v_{y,r,f} &= v_{y,helio} + V_\odot; \\v_{z,r,f} &= v_{z,helio} + W_\odot.\end{aligned}\tag{9}$$

Итак, начальные данные  $\vec{r}_{r,f}(x_{r,f}, y_{r,f}, z_{r,f})$  и  $\vec{v}_{r,f}(v_{x,r,f}, v_{y,r,f}, v_{z,r,f})$  для  $C3$  подготовлены для интегрирования. Следующий шаг — представление галактического потенциала.

## Представление галактического потенциала

Сложная структура Галактики рождает проблему построения галактического потенциала, параметры которого до сих пор четко не определены. Общепризнана форма четырехкомпонентного потенциала [8], включающего центральное поле СМЧД точечной массы:

$$\Phi_{\text{СМЧД}}(r) = -\frac{G \cdot M_{\text{СМЧД}}}{r};\tag{10}$$

сферически-симметричный балдж, заданный в модели сфероида (Хернквист [13]):

$$\Phi_{\text{buldge}}(r) = -\frac{G \cdot M_{\text{buldge}}}{r + a};\tag{11}$$

осесимметричный диск, заданный в цилиндрических координатах ( $R$  и  $z$  — радиус и толщина диска соответственно), согласно модели Миямото — Нагаи [14]:

$$\Phi_{\text{disk}}(R_{xy}, z) = -\frac{G \cdot M_{\text{disk}}}{r_d},\tag{12}$$

где  $r_d = \sqrt{R_{xy}^2 + (b + \sqrt{c^2 + z^2})^2}$  — радиус-вектор в цилиндрической системе координат диска;  $R_{xy} = \sqrt{x^2 + y^2}$  — радиус диска в плоскости  $(x, y)$ ; гало темной материи, профиль которого описывается в модели Наварро — Фрэнк — Уайт [15]:

$$\Phi_{\text{halo}}(r) = -\frac{G \cdot M_{\text{galo}}}{r} \cdot \ln\left(1 + \frac{r}{r_s}\right).\tag{13}$$

Здесь  $a$  — радиус балджа;  $b$  и  $c$  — характерный масштаб длины и толщины диска соответственно;  $r_s$  — нормирующий множитель порядка характерного масштаба гало.

Следует подчеркнуть, что параметры масштабных факторов определены приближенно. Кроме того, большая неопределенность содержится в оценках масс подсистем: балджа,

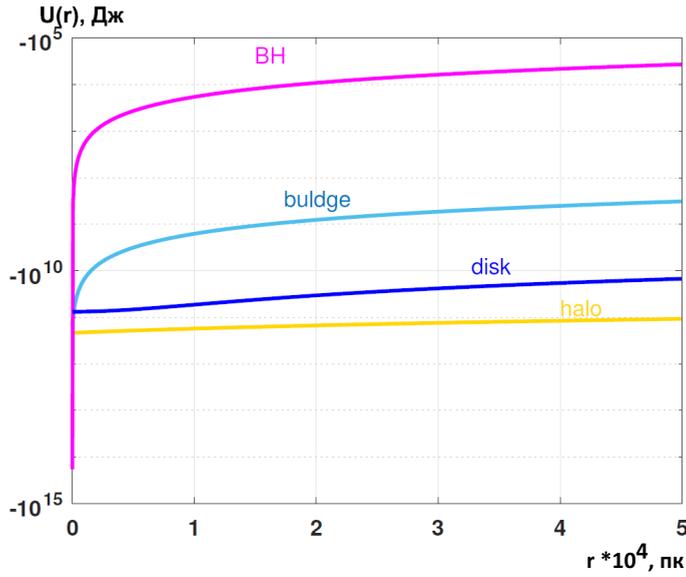


Рис. 1. Четырехкомпонентный гравитационный потенциал Галактики [8, 16]. По оси абсцисс — расстояние в парсеках

диска и особенно темного гало. Вместе это составляет источник неопределенности в определении потенциала Галактики  $\Phi_{Galaxy}(r) = \Phi_{CMЧД}(r) + \Phi_{buldge}(r) + \Phi_{disk}(r) + \Phi_{halo}(r)$ , что может сказаться при расчете «возвращенной» траектории  $СЗ$ .

На рис. 1 представлен вид используемого здесь гравитационного потенциала Галактики со значениями параметров из [16]:  $a = 0.1$  кпк,  $b = 2.75$  кпк,  $c = 0.3$  кпк,  $M_{CMЧД} = 4.28 \cdot 10^6 M_{\odot}$ ,  $M_{buldge} = 3.76 \cdot 10^9 M_{\odot}$ ,  $M_{disk} = 5.36 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ ,  $r_s = 20$  кпк,  $M_{halo} = 10^{12} M_{\odot}$ .

## Численная схема интегрирования

Используя гравитационный потенциал Галактики, записанный в ньютоновской форме, можно интегрировать движение  $СЗ$  обратно во времени, чтобы проанализировать «возвращенную» траекторию на достоверность центрального выброса. Уравнения движения в декартовой системе координат имеют простой вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 x_{rf}}{dt^2} &= -\frac{\partial \Phi_{Galaxy}(r)}{\partial x_{rf}}; \\
 \frac{d^2 y_{rf}}{dt^2} &= -\frac{\partial \Phi_{Galaxy}(r)}{\partial y_{rf}}; \\
 \frac{d^2 z_{rf}}{dt^2} &= -\frac{\partial \Phi_{Galaxy}(r)}{\partial z_{rf}}.
 \end{aligned} \tag{14}$$

Распишем для каждой галактической подсистемы ее вклад в гравитационное ускорение, сообщаемое  $C3$ :

$$\begin{array}{ll}
 \text{СМЧД} & \text{балдж} \\
 a_{x,\text{СМЧД}} = -\frac{GM_{\text{СМЧД}}}{r_{rf}^3} \cdot x_{rf}; & a_{x,\text{buldge}} = -\frac{GM_{\text{buldge}}}{(r_{rf} + a)^2} \cdot \frac{x_{rf}}{r_{rf}}; \\
 a_{y,\text{СМЧД}} = -\frac{GM_{\text{СМЧД}}}{r_{rf}^3} \cdot y_{rf}; & a_{y,\text{buldge}} = -\frac{GM_{\text{buldge}}}{(r_{rf} + a)^2} \cdot \frac{y_{rf}}{r_{rf}}; \\
 a_{z,\text{СМЧД}} = -\frac{GM_{\text{СМЧД}}}{r_{rf}^3} \cdot z_{rf}; & a_{x,\text{buldge}} = -\frac{GM_{\text{buldge}}}{(r_{rf} + a)^2} \cdot \frac{z_{rf}}{r_{rf}};
 \end{array} \quad (15)$$

$$\begin{array}{ll}
 \text{диск} & \text{гало} \\
 a_{x,\text{disk}} = -\frac{GM_{\text{disk}} \cdot x_{rf}}{r_d^3}; & a_{x,\text{halo}} = -\frac{GM_{\text{galo}} \cdot x_{rf}}{r_{rf}^3} \left( \ln\left(1 + \frac{r_{rf}}{r_s}\right) - \frac{1}{1 + \frac{r_{rf}}{r_s}} \right); \\
 a_{y,\text{disk}} = -\frac{GM_{\text{disk}} \cdot y_{rf}}{r_d^3}; & a_{y,\text{halo}} = -\frac{GM_{\text{galo}} \cdot y_{rf}}{r_{rf}^3} \left( \ln\left(1 + \frac{r_{rf}}{r_s}\right) - \frac{1}{1 + \frac{r_{rf}}{r_s}} \right); \\
 a_{z,\text{disk}} = -\frac{GM_{\text{disk}} \cdot z_{rf}}{r_d^3} \cdot \frac{b + \sqrt{c^2 + z^2}}{\sqrt{c^2 + z^2}}; & a_{x,\text{halo}} = -\frac{GM_{\text{galo}} \cdot z_{rf}}{r_{rf}^3} \left( \ln\left(1 + \frac{r_{rf}}{r_s}\right) - \frac{1}{1 + \frac{r_{rf}}{r_s}} \right).
 \end{array} \quad (16)$$

Интегрирование проводилось с применением скоростной формулировки численного алгоритма Верлета, Вейса [17]. Используемый алгоритм интегрирования представляет явную консервативную схему второго порядка точности. Шаг по времени интегрирования определяется как миллионная доля от отношения пространственной скорости  $C3$  к результирующему ускорению, сообщаемому звезде всеми подсистемами Галактики  $v_{C3}/a_{rez}$ . Выбор такого шага обеспечивает сохранение всех интегралов движения. Подробное описание численной схемы дается в [18].

## Алгоритм отождествления $C3$ - $S$ пар. Этап II

Второй этап алгоритма — тест на компланарность плоскости, в которой лежит «возвращенная» траектория  $C3$ , и плоскости пространственной орбиты  $S$ -звезды. Проверка условия компланарности — второй критерий правдоподобия отождествления  $C3$ - $S$ -пар — сводится к анализу скалярного произведения нормалей к вышеобозначенным плоскостям. Плоскость орбиты  $C3$  можно восстановить по трем точкам, произвольно выбранным на ее «возвращенной» траектории: на участке, лежащем как можно ближе к моменту перицентрического сближения. Для определения плоскости орбиты  $S$ -звезды также имеются все необходимые данные в каталоге [2].

## Вектор нормали к плоскости орбиты $S$ -звезды

Для определения декартовых координат вектора нормали  $\vec{n}_S$  к плоскости орбиты необходимо знать положение  $S$ -звезды в экваториальной системе координат: прямое восхождение  $\alpha_S$  и склонение  $\delta_S$ . Также требуется знание позиционного угла восходящего узла  $\Omega$  (отсчитывается в картинной плоскости от оси, направленной на полюс мира до линии узлов против часовой стрелки, как показано на рис. 2) и угла наклона орбиты  $S$ -звезды к картинной плоскости  $i$ . Эти данные представлены в каталоге [2].

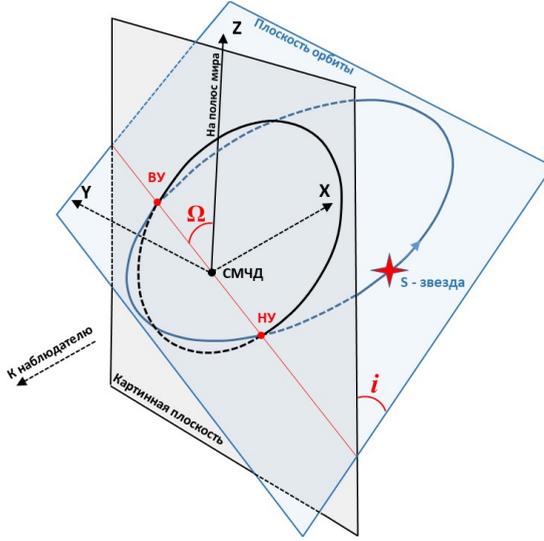


Рис. 2. Иллюстрация пространственной орбиты  $S$ -звезды

Опишем направление осей в декартовой системе координат, привязанной к экваториальной: ось  $\mathbf{X}$  направлена от наблюдателя (Солнца) на галактический центр ( $S$ -звезду), ось  $\mathbf{Z}$  направлена на полюс мира и направление оси  $\mathbf{Y}$  выбрано так, чтобы образовать правую тройку вращения. Если бы  $S$ -звезда находилась в точке весеннего равноденствия ( $\gamma$ ), ее экваториальные координаты были бы нулевыми ( $\alpha_S = 0$  и  $\delta_S = 0$ ), а координаты вектора нормали к плоскости ее орбиты можно было бы записать как

$$\vec{n}_S (\cos i, \cos \Omega \sin i, -\sin \Omega \sin i).$$

Принимая во внимание ненулевые значения экваториальных координат и последовательно применяя матрицы поворота  $M_\delta$  за учет склонения (вращение относительно оси  $\mathbf{Y}$ ) и  $M_\alpha$  за учет прямого восхождения (вращение относительно оси  $\mathbf{Z}$ )

$$\mathbf{M}_\delta = \begin{pmatrix} \cos \delta_S & -\sin \delta_S \\ \sin \delta_S & \cos \delta_S \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M}_\alpha = \begin{pmatrix} \cos \alpha_S & -\sin \alpha_S \\ \sin \alpha_S & \cos \alpha_S \end{pmatrix},$$

можно записать декартовы компоненты вектора нормали  $\vec{n}_S (n_x, n_y, n_z)$  к плоскости пространственной орбиты  $S$ -звезды, привязанные к экваториальной системе координат:

$$\begin{aligned} n_x &= \cos \alpha_S \cdot (\cos \delta_S \cos i + \sin \delta_S \sin \Omega \sin i) - \sin \alpha_S \cos \Omega \sin i; \\ n_y &= \sin \alpha_S \cdot (\cos \delta_S \cos i + \sin \delta_S \sin \Omega \sin i) + \cos \alpha_S \cos \Omega \sin i; \\ n_z &= \sin \delta_S \cos i - \cos \delta_S \sin \Omega \sin i. \end{aligned} \quad (17)$$

Используя связь сферической и декартовой системы координат:

$$\begin{aligned} n_x &= \cos \varphi \cdot \sin \theta; \\ n_y &= \sin \varphi \cdot \sin \theta; \\ n_z &= \cos \theta \end{aligned} \quad (18)$$

и заменяя  $\varphi$  на  $\alpha_n$ , а  $\theta$  на  $(90^\circ - \delta_n)$ , можно выразить экваториальные координаты точки, куда направлен вектор нормали  $\vec{n}_S$ , его склонение  $\delta_n$ :

$$\delta_n = \arcsin (\sin \delta_S \cos i - \cos \delta_S \sin \Omega \sin i) \quad (19)$$

и прямое восхождение  $\alpha_n$ :

$$\begin{aligned}\cos \alpha_n &= (\cos \alpha_S \cdot (\cos \delta_S \cos i + \sin \delta_S \sin \Omega \sin i) - \sin \alpha_S \cos \Omega \sin i) / \cos \delta_n; \\ \sin \alpha_n &= (\sin \alpha_S \cdot (\cos \delta_S \cos i + \sin \delta_S \sin \Omega \sin i) + \cos \alpha_S \cos \Omega \sin i) / \cos \delta_n.\end{aligned}\quad (20)$$

Для определения угла  $\alpha_n$ , который меняется от 0 до  $360^\circ$ , требуются значения его косинуса и синуса, чтобы локализовать квадрант нахождения. Далее, используя формулу (1) из раздела 3.1, нужно перевести экваториальные координаты направления вектора нормали  $\vec{n}_S(\alpha_n, \delta_n)$  в галактические  $(b_n, l_n)$ :

$$\begin{aligned}b_n &= \arcsin(\sin \delta_n \cdot \sin \delta_{NP} + \cos \delta_n \cdot \cos \delta_{NP} \cdot \cos(\alpha_n - \alpha_{NP})); \\ l_n &= l_{Neq} - \Delta l_n; \\ \sin \Delta l_n &= \cos \delta_n \cdot \sin(\alpha_n - \alpha_{NP}) / \cos b_n; \\ \cos \Delta l_n &= (\cos \delta_{NP} \cdot \sin \delta_n - \sin \delta_{NP} \cdot \cos \delta_n \cdot \cos(\alpha_n - \alpha_{NP})) / \cos b_n,\end{aligned}\quad (21)$$

после чего, по аналогии с формулой (2) из раздела 3.1, разложить вектор нормали  $\vec{n}_S$ , построенный к плоскости пространственной орбиты  $S$ -звезды, на декартовы компоненты, привязанные к галактоцентрической системе координат:

$$\begin{aligned}n_{x_S} &= \cos b_n \cdot \cos l_n; \\ n_{y_S} &= \cos b_n \cdot \sin l_n; \\ n_{z_S} &= \sin b_n,\end{aligned}\quad (22)$$

т. е. к той системе координат, в которой рассчитана «возвращенная» траектория  $C3$ .

## Вектор нормали к траектории $C3$ -звезды

Для построения вектора нормали  $\vec{n}_{C3}$  к «возвращенной» траектории  $C3$  сначала нужно определить плоскость, в которой лежит эта траектория. Пользуясь определениями элементарной геометрии, для идентификации плоскости достаточно трех точек. Выбор этих точек нужно сделать на участке, лежащем как можно ближе к моменту перицентрического сближения, поскольку в сложном галактическом потенциале плоскость траектории может меняться.

Для трех точек, произвольно выбранных на «возвращенной» траектории  $C3$ , справедливы уравнения плоскости:

$$\begin{aligned}a \cdot x_1 + b \cdot y_1 + c \cdot z_1 + d &= 0; \\ a \cdot x_2 + b \cdot y_2 + c \cdot z_2 + d &= 0; \\ a \cdot x_3 + b \cdot y_3 + c \cdot z_3 + d &= 0.\end{aligned}\quad (23)$$

Коэффициенты в этих уравнениях и есть компоненты вектора нормали  $\vec{n}_{C3}$  ( $a = n_{x_{C3}}$ ,  $b = n_{y_{C3}}$ ,  $c = n_{z_{C3}}$ ).

Зная компоненты векторов-нормалей  $\vec{n}_S$  (нормаль к плоскости реальной орбиты  $S$ -звезды) и  $\vec{n}_{C3}$  (нормаль к плоскости, где лежит тот участок «возвращенной» траектории, с которого сняты три точки), можно проверить условие компланарности:

$$n_{x_S} \cdot n_{x_{C3}} + n_{y_S} \cdot n_{y_{C3}} + n_{z_S} \cdot n_{z_{C3}} = |\vec{n}_S| \cdot |\vec{n}_{C3}| \cos(\widehat{\vec{n}_S, \vec{n}_{C3}}),\quad (24)$$

$$(25)$$

согласно которому значение угла  $\widehat{\vec{n}_S, \vec{n}_{C3}}$  должно оказаться близким к нулю. Выполнение этого условия будет означать, что в прошлом орбиты компонент «собираемой»  $S$ – $C3$ -пары лежали в одной плоскости и, возможно, имели общую *родительскую* систему.

## Результаты

Обратное по времени интегрирование в четырехкомпонентном галактическом потенциале Кеньона и др. [16] с параметрами для галактических подсистем из [8], используя наблюдаемые данные о положениях и пространственных скоростях  $C3$ , позволило получить треки выброшенных в прошлом звезд (рис. 3).

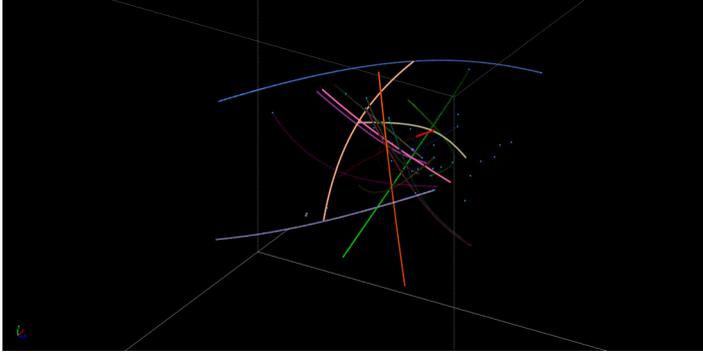


Рис. 3. Треки (цветные кривые) выброса  $C3$  из каталога Брауна и др. [1]. Исходное положение  $C3$  показано голубыми точками, СМЧД обозначено фиолетовым кружком в центре рисунка

Сразу же обращает на себя внимание, что «возвращенные» траектории  $C3$  довольно далеко проходят от галактического центра, в стороне от СМЧД. На рис. 4 и 5 показаны максимальные сближения с СМЧД,  $r_{app}$ , для  $C3$  и  $B$ -звезд из каталога Брауна и др. [1]. Лишь некоторые из них оказались в относительной близости от СМЧД:  $HVS-S5$  ( $r_{app} \approx 1.66$  кпк) и  $HVS15$  ( $r_{app} \approx 1.39$  кпк), а также  $B598$  ( $r_{app} \approx 0.8528$  кпк). Есть еще несколько систем, треки которых прошли не дальше 10 кпк от галактического центра  $HVS5$  ( $r_{app} \approx 5.7$  кпк),  $HVS6$  ( $r_{app} \approx 5.5$  кпк),  $HVS3$  ( $r_{app} \approx 8.9$  кпк), а также  $B1080$  ( $r_{app} \approx 5.5$  кпк),  $B537$  ( $r_{app} \approx 4.3$  кпк),  $B143$  ( $r_{app} \approx 6$  кпк),  $B481$  ( $r_{app} \approx 9.6$  кпк).

Учитывая проблему больших неопределенностей в определении собственных движений, были рассчитаны для каждой  $C3$  по четыре дополнительных трека:

$$\mu_{\alpha}^{+} = \mu_{\alpha} + \Delta_{\mu_{\alpha}}; \quad \mu_{\alpha}^{-} = \mu_{\alpha} - \Delta_{\mu_{\alpha}}; \quad \mu_{\delta}^{+} = \mu_{\delta} + \Delta_{\mu_{\delta}}; \quad \mu_{\delta}^{-} = \mu_{\delta} - \Delta_{\mu_{\delta}}.$$

Согласно этим расчетам на каждый трек приходится еще по четыре значения возможных положений сближения, по которым можно построить «эллипс ошибок», полуосями которого будут соответствующие разности:  $\mu_{\alpha}^{+} - \mu_{\alpha}^{-}$  и  $\mu_{\delta}^{+} - \mu_{\delta}^{-}$ . На рис. 6 для выбранных  $C3$  показаны «эллипсы ошибок», размещенные на отрезке, длина которого соответствует минимальному расстоянию от СМЧД,  $r_{app}$ .

Хорошо видно, что учет неопределенностей в оценке собственных движений мог бы несколько приблизить траекторию выброса  $C3$  к центру, особенно в случае  $HVS6$  это хорошо заметно, так как столбик- $r_{app}$  полностью «погрузился» в эллипс. Но это не снимает неопределенности с потенциала Галактики. Может быть, «возвращенные» траектории  $C3$  не случайно дальше проходят от галактического центра? Сразу после выброса они могли испытывать многочисленные столкновения и приливные взаимодействия со звездами центрального околоядерного скопления, что в итоге могло существенно отклонить их дальнейшую траекторию.

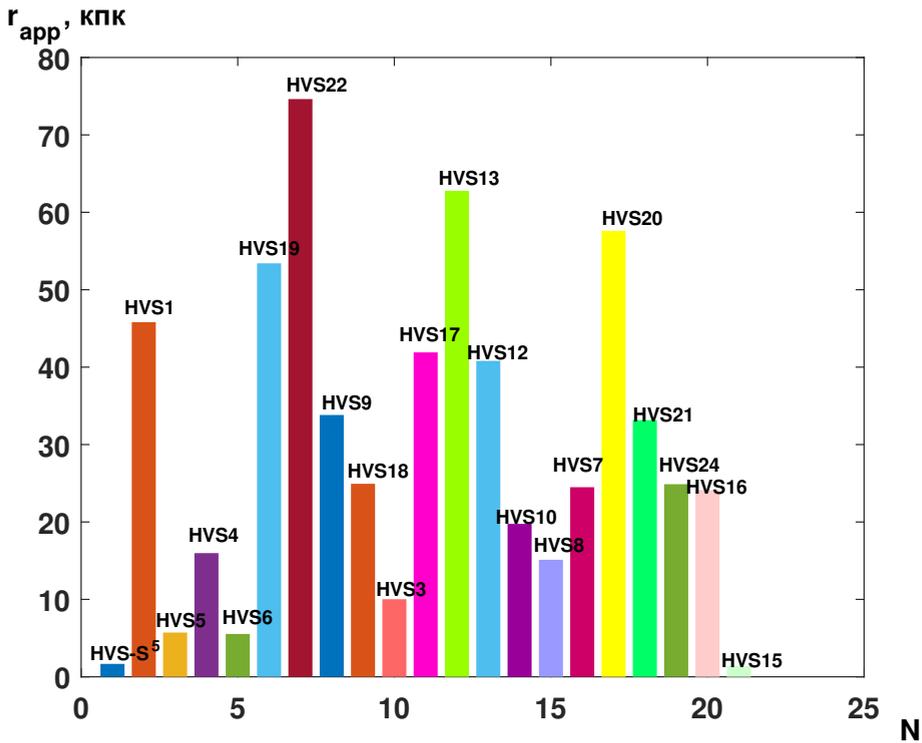


Рис. 4. Диаграмма перицентрического сближения  $C3$  из каталога Брауна и др. [1]

## Заключение

Как видно, задача поиска и отождествления парных компонент  $C3$  и  $S$ -звезд упирается в фундаментальные проблемы астрометрии и астрофизики. Во-первых, технически нерешенная трудность преодоления астрометрического барьера неопределенности в положении объекта, определения расстояния до него, а также измерения собственного движения: ошибки измерений часто сопоставимы и даже превосходят собственно величины измерений.

Во-вторых, отдельно стоящая фундаментальная проблема — знание гравитационного потенциала Галактики, оценка полной массы всех ее подсистем (диска, балджа, гало, темной материи), а также распределения вещества в центре, в окрестности СМЧД.

Предложенный здесь алгоритм поиска и отождествления  $C3$ - $S$ -пар представляет собой рутинную цепочку координатных преобразований, которую можно свести к двум этапам:

- 1) реконструкции методом обратного интегрирования «возвращенной» траектории  $C3$ ;
- 2) анализу компланарности реконструированной орбиты «возвращенной»  $C3$  в окрестность СМЧД и орбит наблюдаемых  $S$ -звезд.

Первоначальные результаты первого этапа по восстановлению методом обратного интегрирования «возвращенных» траекторий пока не позволяют сделать вывод о том, что какая-нибудь звезда из  $C3$ -каталога Брауна и др. [1] была выброшена из непосредственной окрестности СМЧД. Единственным исключением можно назвать  $HVS6$ , которая в заданном потенциале с учетом ошибок в определении ее параметров могла быть выброшена из близкой окрестности СМЧД, и ее пара в настоящий момент находится среди  $S$ -звезд. Однако окончательное заключение по остальным  $C3$  делать не стоит, так как по крайней мере

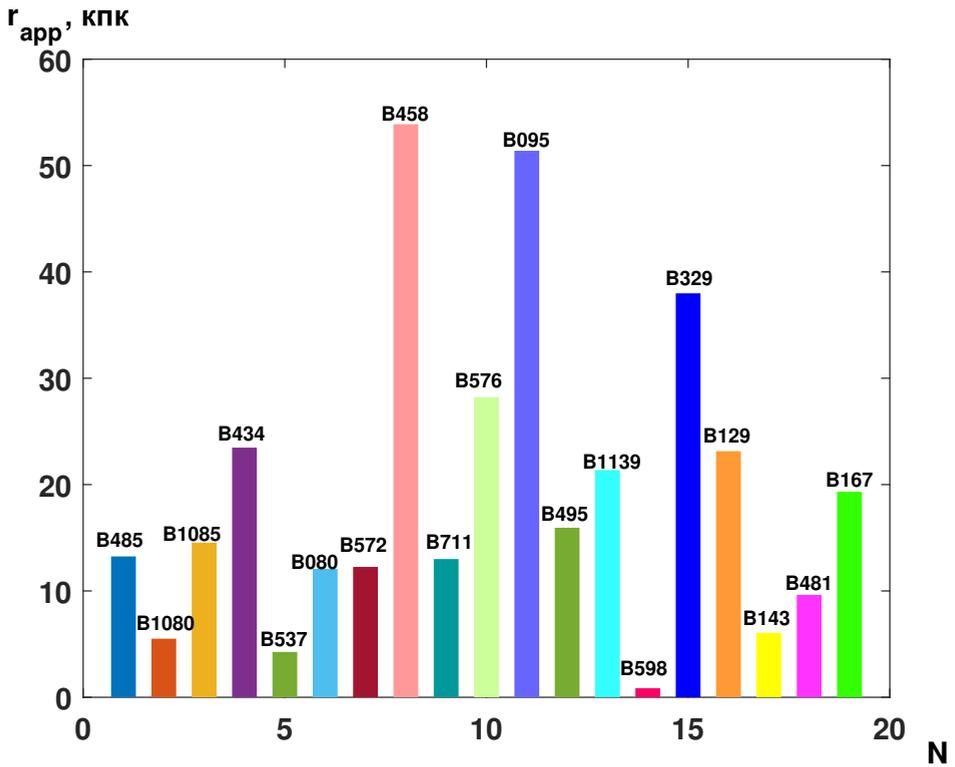


Рис. 5. Диаграмма перигелийского сближения  $B$ -звезд из каталога Брауна и др. [1]

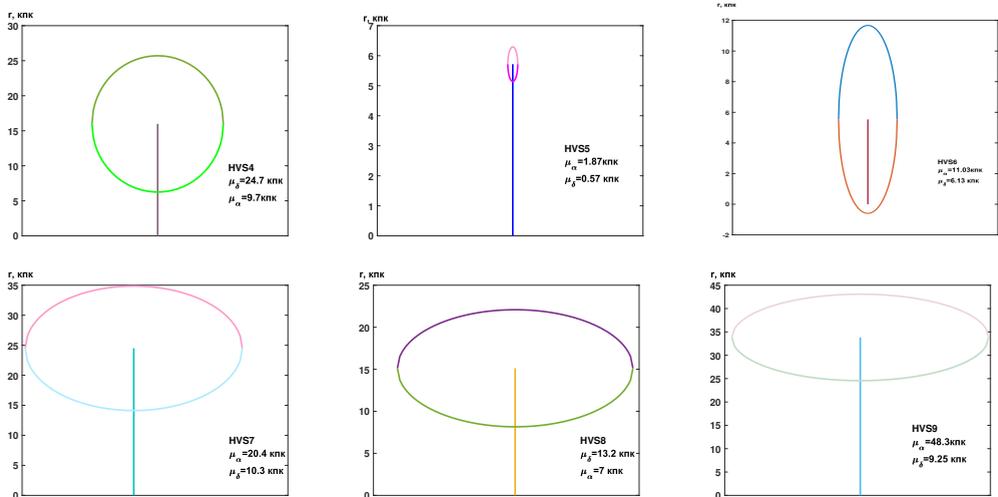


Рис. 6. «Эллипсы ошибок», связанные с неопределенностью в собственных движениях

некоторые из них могли испытать сильное искажение орбиты при выбросе за счет близкого контакта с объектами галактического центра, которыми могут быть не только звезды околядерного скопления, но и газовые облака.

## Библиографические ссылки

- [1] *Brown W., Lattanzi M., Kenyon S., Geller M.* Gaia and the galactic center origin of Hypervelocity Stars I // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 866. — P. 39–48.
- [2] *Gillessen S., Plewa P., Eisenhauer F. et al.* An update on monitoring stellar orbits in the galactic center // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 837. — P. 30–49.
- [3] *Bohm D., Aharonov Y.* Discussion of Experimental Proof for the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky // *Phys. Rev.* — 1957. — Vol. 108. — P. 1070–1076.
- [4] *Hills J.* Hyper-velocity and tidal stars from binaries disrupted by a massive galactic black hole // *Nature.* — 1988. — Vol. 331. — P. 687–689.
- [5] *Perets H.* Dynamical and Evolutionary Constraints on the Nature and Origin of Hypervelocity Stars // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 690. — P. 795–801.
- [6] *Дремова Г., Дремов В., Тутуков А.* Оценка вероятности захвата двойной системы окрестностью сверхмассивной черной дыры // *Астрон. журн.* — 2016. — Т. 93. — С. 685–691.
- [7] *Loose H., Krugel E., Tutukov A.* Bursts of star formation in the galactic centre // *Astron. Astrophys.* — 1982. — Vol. 105. — P. 342–350.
- [8] *Fragione G., Capuzzo-Dolcetta R., Kroupa A.* Hypervelocity stars from young stellar clusters in the Galactic Centre // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 467. — P. 451–460.
- [9] *Дремова Г., Дремов В., Тутуков А.* Сверхскоростные свободные планеты как продукт столкновения их родительских систем со сверхмассивными черными дырами // *Астрон. журн.* — 2022. — Т. 99. — С. 576–594.
- [10] *Gravity Collaboration: Abuter R., Amorim A., Baubock M. et al.* Detection of the Schwarzschild precession in the orbit of the star S2 near the Galactic centre massive black hole // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 636. — P. 5–19.
- [11] *Schonrich R., Binney J., Dehnen W.* Local kinematics and the local standard of rest // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2010. — Vol. 403. — P. 1829–1833.
- [12] *McMillan P., Binney J.* The uncertainty in Galactic parameters // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2010. — Vol. 402. — P. 934–940.
- [13] *Hernquist L.* An Analytical Model for Spherical Galaxies and Bulges // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 356. — P. 359–364.
- [14] *Miyamoto M., Nagai R.* Three-dimensional models for the distribution of mass in galaxies // *Publ. Astron. Soc. Japan.* — 1975. — Vol. 27. — P. 533–543.
- [15] *Navarro J., Frenk C., White S.* A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 490. — P. 493–508.
- [16] *Kenyon S., Bromley B., Geller W., Brown W.* Hypervelocity Stars: From the Galactic Center to the Halo // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 680. — P. 312–327.
- [17] *Verlet L., Weis J. J.* Equilibrium Theory of Simple Liquids // *Phys. Rev.* — 1972. — Vol. 5. — P. 939–952.
- [18] *Tutukov A., Dryomov V., Dryomova G.* Dynamical evolution of galaxy clusters in the framework of the N-body problem. The formation of supermassive cD galaxies // *Astr. Rep.* — 2007. — Vol. 51. — P. 435–449.

## АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ЕЖЕГОДНИКИ

**Н. Б. Железнов, М. В. Лукашова**  
*Институт прикладной астрономии РАН*

В данной статье приводятся описание эфемеридных изданий, выпускаемых в разных странах, сравнение их характеристик. Приводятся история эфемеридных изданий, выпускавшихся в прошлом в Институте теоретической/прикладной астрономии АН СССР/РАН, а также подробное описание астрономических ежегодников, выпускаемых ИПА РАН в настоящее время.

## ASTRONOMICAL YEARBOOKS

**N. B. Zheleznov, M. V. Lukashova**  
*Institute of Applied Astronomy of RAS*

This article describes ephemeris publications published in different countries, comparison of their characteristics. The history of ephemeris publications produced in the past at the Institute of Theoretical/Applied Astronomy of the USSR Academy of Sciences/RAS is given, as well as a detailed description of astronomical yearbooks produced by the IAA RAS at present.

## Введение

Практическое приложение теоретической астрономии заключается в вычислении разного рода эфемерид. Основные эфемериды, обеспечивающие производство астрономических и астрономо-геодезических работ, а также морскую и воздушную навигацию, издаются в виде астрономических ежегодников.

В настоящее время стремительное развитие компьютерных технологий и Интернета дает широкие возможности для реализации различных интернет-проектов по вычислению астрономических эфемерид. Создаются и совершенствуются электронные интерактивные аналоги астрономических ежегодников. Это приводит к снижению интереса в мире к печатным изданиям, некоторые издания полностью перешли в электронный формат.

Тем не менее печатные издания имеют богатую историю, традиции в подготовке изданий и большую востребованность пользователями и в настоящее время. При этом совершенствование теорий, используемых в вычислении эфемерид, внедрение новых данных происходит регулярно.

## Иностранные астрономические ежегодники

Потребность в астрономических альманахах для определения места судна в море появилась в XIV в., когда бурное развитие промышленности и торговли привело к существенному расширению мореплавания. В 1602 г. в Англии появляется «Календарь моряка» (Seaman's Kalender), изданный Джоном Тапшом. Ценность календаря была чрезвычайно велика. Известен случай, когда капитан испанского галиота, везшего золото из американских колоний

в метрополию, встретив в центре Атлантического океана английское судно, выкупил экземпляр календаря за сундук с золотом.

В разных странах ежегодники стали публиковаться специально созданными государственными учреждениями очень давно.

“**Connaissance des Temps**” (СТ) издается во Франции с 1678 г. До 1795 г. ежегодник издавался на пожертвования частных судовладельцев, но с 1795 г. по постановлению Конвента его издание было поручено Бюро долгот (Bureau des longitudes). С 1995 г. издается Институтом небесной механики (L’institute de mécanique céleste et de calcul des éphémérides, Paris). В настоящее время вместе с основным изданием выпускается «Руководство по астрономическим данным, ежегодник Бюро долгот» (“Guide de données astronomiques, Annuaire du Bureau des longitudes” (GDA)). В этом издании можно найти много дополнительной информации, которой нет в СТ, например, каталог избранных звезд. Для морской астронавигации Бюро долгот выпускает «Морские эфемериды» (“Éphémérides nautiques”).

“**The Nautical Almanac and Astronomical Ephemeris**” (NAAE) начал издаваться в Великобритании под эгидой Совета по долготам, основанного в 1714 г.

“**The American Ephemeris and Nautical Almanac**” (AENA) издается с 1855 г. в Морской обсерватории США (U.S. Naval Observatory, Washington).

В 1960 г. два ежегодника NAAE и AENA были объединены в издание “**The Astronomical Almanac**” (AsA), из которого были исключены эфемериды видимых мест звезд. “The Nautical Almanac” выпускается и в настоящее время, но в нем содержатся эфемеридные данные только для морской астронавигации.

“**Berliner Astronomische Jahrbuch**” (BAJ) издавался с 1776 г. Берлинской академией наук. С 1960 г. выпуск прекращен.

“**The Japanese ephemerides**” (JE) выпускался с 1943 г. Гидрографическим отделением Береговой службы Японии (Hydrographic Department Japan Coast Guard, Tokio). Последний печатный том вышел в 2008 г. В настоящее время для вычисления различных эфемеридных данных ими применяется интерактивный сервис. Кроме того, в pdf-формате доступен календарь на японском языке, схожий по формату с JE.

“**The Indian Astronomical Ephemeris**” (IAE) издается с 1958 г. Метеорологическим департаментом Индии (India Meteorological Department, New Delhi).

## История российских астрономических эфемерид

История российских астрономических эфемерид тесно связана с развитием морского флота России. В 1703 г. в Москве в книге Л. Ф. Магницкого «Арифметика, сиречь наука числительная...» [1] опубликован список склонений Солнца на 1703—1727 гг., предназначенный специально для русских моряков. В дальнейшем вплоть до 1814 г. в России выходили отдельными изданиями различные таблицы для морской астронавигации, используемые наряду с “Nautical Almanac”. С 1814 по 1855 г. Адмиралтейским департаментом издавался «Морской месяцеслов», но с 1856 г. на флоте стал использоваться только “Nautical Almanac”.

В 1895 г. в России был выпущен первый «Русский астрономический календарь», составленный Нижегородским кружком любителей физики и астрономии. С 1909 по 1923 г. издавался Ежегодник Русского астрономического общества. Оба календаря составлены по материалам, взятым из иностранных альманахов, причем публикуемые эфемериды удовлетворяли только любителей. В апреле 1917 г. на I Всероссийском астрономическом съезде П. М. Горшков предложил создать в России «**Астрономический ежегодник**» (АЕ) по типу зарубежных альманахов. В 1919 г. был создан Государственный вычислительный институт (ГВИ), одной из неотложных задач которого было составление эфемерид малых планет и вычисление других данных, ныне помещаемых в АЕ. В 1920 г. институт выпустил

семь отдельных брошюр с разными эфемеридами. Первый же русский АЕ был составлен под руководством Б. В. Нумерова в ГВИ на 1922 г. и выпущен в декабре 1921 г.

В 1928 г. ГВИ был преобразован в Астрономический институт (АИ). До 1940 г. большая часть материалов АЕ по договоренности основывалась на данных зарубежных альманахов “Nautical Almanac” и “Berliner Jahrbuch”. Взамен им поставлялись вычисленные в АИ эфемериды звезд, отсутствующих в этих изданиях, но входящих в российские наблюдательные программы, а также эфемериды затмений и некоторые таблицы.

С 1930 г. в нашей стране стал издаваться специализированный **«Морской астрономический ежегодник» (МАЕ)** (ред. Н. И. Идельсон) и **«Авиационный астрономический календарь» (ААК)**, с 1936 г. получивший название **«Авиационный астрономический ежегодник» (ААЕ)**.

В отдельные периоды издания АЕ происходили существенные изменения в содержании и форме Ежегодника в соответствии с рекомендациями Международного астрономического союза (МАС) и потребностями пользователей. Наибольшие изменения были в АЕ на 1941, 1960, 1981, 1986, 2007 гг. Эти изменения были вызваны введением новых систем астрономических постоянных, созданием новых теорий движения небесных тел и новых звездных каталогов, расширением разделов АЕ.

АЕ на 1941 г. — это полностью переработанное издание АЕ (ред. Н. И. Идельсон), основные структурные черты которого сохранены до настоящего времени. Он учитывал все потребности астрономо-геодезических работ того времени. Главное достоинство АЕ заключалось в том, что все помещенные в нем эфемериды были вычислены в АИ самостоятельно.

Во время Великой Отечественной войны работа над АЕ не прекращалась, несмотря на огромное число трудностей. При приближении линии фронта к Ленинграду было принято решение об эвакуации АИ, что привело к нарушению взаимосвязи отделов института, отразившееся на возможности выполнения поставленных задач. При решении об эвакуации АИ делился на две части: часть уезжала в эвакуацию в Казань, руководителем стал профессор А. М. Гижицкий, а часть во главе с И. Д. Жонголовичем оставалась в Ленинграде. Ее задачей являлась организация пересылки эвакуированным остававшегося оборудования и свертывания работ для возможного продолжения их в эвакуации. Однако наступившая блокада не позволила в полной мере реализовать эти планы.

Вычисления, набор и печатание АЕ на 1943 г. и последующие годы производились в трудных условиях военного времени в Казани, Москве и блокадном Ленинграде. Сохранились записи дневника погибшего в блокаду И. Н. Янжула о невероятных трудностях, с которыми столкнулись оставшиеся в Ленинграде сотрудники при подготовке АЕ, но которые до конца выполнили свой долг. Помимо основной работы над АЕ сотрудники АИ вычисляли дополнительные таблицы эфемерид и для Красной армии.

В 1942 г. Отделение общей физики и астрономии АН СССР, озабочившись дальнейшей научной деятельностью АИ, назначает директором института М. Ф. Субботина, зарекомендовавшего себя как ученого и организатора науки. Титаническими усилиями ему удается организовать работу разрозненных отделов и выпустить АЕ в срок. В 1943 г. Астрономический институт был преобразован в Институт теоретической астрономии АН СССР (ИТА АН СССР).

С 1998 г. «Астрономический ежегодник» издается Институтом прикладной астрономии РАН (ИПА РАН) (отв. ред. Н. И. Глебова, с 2024 г. — Н. Б. Железнов). В 2007 г. состоялся переход на отечественные эфемериды ЕРМ и внесены существенные изменения в соответствии с рекомендациями МАС. В 2020 г. в ИПА РАН вышел в свет сотый выпуск «Астрономического ежегодника на 2021 г.».

Запуск космических спутников и развитие астродинамики в СССР поставили новые задачи перед эфемеридной астрономией, возникли новые требования к форме и точности эфемерид, публикуемых в АЕ. В связи с этим идеи и разработки, реализованные при под-

готовке АЕ, получили дальнейшее развитие при выпуске «**Дополнений к Астрономическому ежегоднику**» (**ДопАЕ**) — специальных таблиц положений и скоростей больших тел Солнечной системы, вычисленных с повышенной точностью. Первый выпуск ДопАЕ был подготовлен в декабре 1958 г., и ДопАЕ выпускались вплоть до 2000 г.

Также неоднократно и кардинально менялись форма и содержание «Авиационного астрономического ежегодника» (с 1946 г. ред. И. Д. Жонголович) в зависимости от специфики условий эксплуатации, технической оснащенности воздушных судов и наземного оборудования. Особенно большие изменения происходили в 1987 и 1992 гг. В 1996 г. вышел последний том ААЕ, так как в силу выросших скоростей и появления GPS Министерство обороны приняло решение о ненужности этого ежегодника.

В 2002 г. ИПА РАН и ГМА им. адм. С. О. Макарова разработали астрономическое навигационное пособие, аналогичное МАЕ, но, в отличие от него, рассчитанное на более длительный временной интервал. Речь идет о двухгодичном «**Морском астрономическом альманахе**» (**МАА**). Важным качеством МАА является то, что его объем лишь на 25–30 страниц превышает объем МАЕ. В 2002 г. вышел в свет первый выпуск МАА на 2002–2003 гг.

## Отечественные эфемериды планет, Солнца и Луны серии ЕРМ

В настоящее время в России существует отечественная эфемерида планет, Солнца и Луны — эфемериды серии ЕРМ, разрабатываемые в ИПА РАН.

Эфемериды ЕРМ [2] (Ephemeris of Planets and Moon) включают высокоточные орбиты планет Солнечной системы, Солнца, Луны, Плутона, пяти астероидов (Церера, Паллада, Веста, Ирида, Бамберга) и четырех транснептуновых объектов (Эрида, Макемаке, Хаумея, Седна). Кроме того, в ЕРМ включены эфемерида физической либрации Луны и разность динамического и земного времени TT—TDB.

Динамическая модель эфемерид учитывает:

- взаимные возмущения планет, Солнца, Луны, восьми планет, Плутона и перечисленных выше астероидов и карликовых планет;
- возмущения от 277 астероидов;
- возмущения от двумерного кольца астероидов с оцениваемой массой в границах от  $R_1 = 2.2$  а. е. до  $R_2 = 3.0$  а. е. (средний радиус  $R = 2.74$  а. е.);
- возмущения от «троянец» и «греков» Юпитера в виде двух точечных масс;
- возмущения от двумерного кольца ТНО с оцениваемой массой и радиусом  $R = 43$  а. е.;
- релятивистские возмущения;
- возмущения от динамического сжатия Солнца.

Эфемериды ЕРМ охватывают интервал времени более 400 лет (1787–2214). Последняя версия эфемерид — ЕРМ2021 [2]. Вместе с ней выпущена «долгая» версия ЕРМ2021Н, аналогичная ЕРМ2021, но покрывающая интервал времени более 30 000 лет (13 199 BC — AD 17 191).

# Современное состояние ежегодников ИПА РАН

В качестве вычислительной базы эфемерид планет и спутников, Солнца и Луны используется астрономическая многофункциональная программная система ЭРА [3] (Ephemeris Research in Astronomy, ERA). Система разработана для проведения научных исследований в астрономии: вычисления эфемерид для любых типов наблюдений в любой шкале времени и для любого расположения наблюдателя, построения наблюдательных программ, обработки различного вида наблюдений для создания численных теорий движения небесных тел.

Современная версия программного комплекса ЭРА-8 [4] основана на платформе Racket. Большая часть численных алгоритмов комплекса ЭРА-8 реализована на языке C; Система ЭРА-8 позволяет создавать программы на проблемно-ориентированном языке высокого уровня СЛОН.

На базе комплекса ЭРА-8 функционируют системы BookA и AEWinERA, с помощью которых вычисляются эфемериды. Оригинал-макеты изданий подготавливаются на единой технологической основе на языке TeXc помощью системы «Издатель» [5], также разработанной в ИПА РАН.

## «Астрономический ежегодник» (АЕ)

В «Астрономическом ежегоднике» [6] публикуются эфемериды Солнца, Луны, больших планет и звезд, вычисленные с максимальной точностью в соответствии со стандартами, утвержденными Международным астрономическим союзом (МАС). В качестве эфемеридной основы, начиная с АЕ-2016, при вычислении эфемерид Солнца, Луны и больших планет используются эфемериды EPM2011/m.

Используется прецессионно-нутационная модель IAU2006/2000. Вычисление звездного времени произведено с использованием «угла вращения Земли» и выражения для уравнения равноденствий, принятых в «IERS Conventions 2003». При вычислении эфемерид звезд использовался фундаментальный каталог FK6, а эфемериды звезд, не вошедших в этот каталог, основаны на использовании каталога HIPPARCOS.

Начиная с издания на 2007 г. в «Астрономическом ежегоднике», наряду с традиционными эфемеридами, публикуются таблицы с параметрами, обеспечивающими проведение вычислений в системе координат ICRS.

В АЕ приводятся звездное время, барицентрическое положение и скорость Земли, матрицы прецессии и нутации, редуцированные величины, эфемериды больших планет и данные, необходимые для физических наблюдений Солнца, Луны, больших планет и колец Сатурна, обстоятельства лунных и солнечных затмений, прохождений Меркурия и Венеры по диску Солнца.

Наряду со средними местами звезд с десятидневным интервалом приводятся видимые места 73 звезд, используемых в способах Певцова и Цингера, и ежедневные видимые места 47 близполюсных звезд. Приводятся таблицы для определения широты по наблюдениям Полярной и таблицы высот и азимутов Полярной.

В АЕ приводятся также данные о фазах Луны, планетных конфигурациях, покрытиях планет Луной, восходах и заходах Солнца и Луны для северных широт от 30 до 70°.

Объяснение с примерами дает возможность вычислять различные эфемериды для любого места наблюдения. Подробное описание алгоритмов, используемых в «Астрономическом ежегоднике», приведено в «Расширенном объяснении к Астрономическому ежегоднику» [7].

Точность публикуемых геоцентрических координат планет и звезд составляет 0.01".

В таблице приведен сравнительный анализ основных разделов, содержащихся в АЕ и зарубежных альманахах. Видно, что отличительной особенностью АЕ, с самого начала его издания, было стремление полностью обеспечить всеми необходимыми данными астрономо-

Сравнение характеристик национальных ежегодников к 2023 г.

|                    |  |                               |                      |                                |
|--------------------|--|-------------------------------|----------------------|--------------------------------|
| Ежегодник          | <b>АЕ</b>                                | <b>AsA,1981</b>               | <b>СТ</b>            | <b>IAE</b>                     |
| Год основания      | 1922                                     | 1767+1855                     | 1679                 | 1958                           |
| Страна             | <b>Россия</b>                            | <b>USA+UK</b>                 | <b>France</b>        | <b>India</b>                   |
| Объем              | 685 с.                                   | 520 с.                        | 190 с.               | 476 с.                         |
| Теория             | ERM2011/m                                | DE430/LE430                   | INPOP19A             | DE405/LE405                    |
| Солнце             |  |                               |                      |                                |
| Координаты         | Таблицы<br>0.01''                        | Таблицы<br>0.01''             | Таблицы<br>0.01''    | Таблицы<br>0.01''              |
| Луна               |  |                               |                      |                                |
| $\lambda, \beta$   | Таблицы                                  | Таблицы                       | Таблицы              | –                              |
| $\alpha, \delta$   | 12 <sup>h</sup> табл.<br>+Чеб.<br>0.01'' | 1 <sup>d</sup> табл.<br>0.1'' | Таблицы<br>0.03''    | 1 <sup>h</sup> табл.<br>0.01'' |
| Планеты и спутники |  |                               |                      |                                |
| Координаты         | Таблицы<br>0.01''                        | Таблицы<br>0.01''             | Таблицы<br>0.3 – 1'' | Таблицы<br>0.1''               |
| Физ. эфем.         | +  | +                             | GDA                  | –                              |
| Спутники           | –  | +                             | +                    | –                              |
| Феномены           |  |                               |                      |                                |
| Вос./зах.:         |  |                               |                      |                                |
| Солнце+Луна        | +30 – +70°                               | –50 – +66°                    | Париж                | 0 – +50°                       |
| Сумерки            | –  | +                             | –                    | +                              |
| Затмения           | +  | +                             | +                    | +                              |
| Покрытия           | (+)                                      | (+)                           | GDA                  | +                              |
| Звезды             |  |                               |                      |                                |
| Ср. места          | 779 зв.                                  | 1467 зв.                      | GDA: 150 зв.         | 240 зв.                        |
| Вид. места         | 779 зв.<br>0.01''                        | –<br>1''                      | –<br>1''             | 70 зв.<br>0.01''               |
| Ред. вел.          | Таблицы                                  | Таблицы                       | Таблицы              | Таблицы                        |

геодезические работы на территории страны. В этом отношении АЕ является наиболее полным среди национальных ежегодников.

В АЕ вычисляются лишь покрытия планет Луной для наблюдений с территории России. А подробный прогноз покрытия звезд планетами, астероидами и спутниками планет, вычисленный для AsA, приводится в “The Handbook of the British Astronomical Association”. Поэтому для этих двух изданий в силу указанных условностей в строке «Покрытия» знак «+» заключен в скобки.

## «Морской астрономический ежегодник» (МАЕ)

«Морской астрономический ежегодник» [8] предназначен для решения следующих задач морской астронавигации:

- 1) для определения места судна в море: днем — по наблюдениям Солнца, в сумерках — по звездам (когда одновременно видны и звезды, и горизонт);
- 2) определения поправки компаса. Постоянный учет этого параметра на каждой вахте,

при смене курса, после стрельб и т. д. является одним из важнейших условий безопасного и экономичного плавания. Поправка компаса, как суммарное влияние земного и судового магнитного поля на магнитную стрелку судна, в открытом море определяется только астрономическими методами.

Основным содержанием ежегодника являются ежедневные таблицы, включающие данные для вычисления местных часовых углов и склонений Солнца, Луны, Венеры, Марса, Юпитера и Сатурна, а также 160 звезд на любой момент времени. С помощью МАЕ можно получить моменты восходов, заходов, кульминаций светил, сумерек, фазы Луны и азимуты верхнего края Солнца на восходе (заходе).

Кроме того, в МАЕ приводятся таблицы видимых мест звезд, азимутов Полярной, таблицы для расчета широты по высоте Полярной и семь приложений, одно из которых содержит основные интерполяционные таблицы и таблицы для вычисления высоты и азимута ТВА-57. В качестве эфемеридной основы при вычислении эфемерид Солнца, Луны и больших планет использовались отечественные эфемериды серии ЕРМ. При вычислении эфемерид звезд использовался фундаментальный каталог FK6, а эфемериды звезд, не вошедших в этот каталог, основаны на использовании каталога HIPPARCOS.

Эфемериды даны с точностью до  $0.1'$ .

## «Морской астрономический альманах» (МАО-2)

Двухлетний «Морской астрономический альманах» [9], так же как и «Морской астрономический ежегодник» (МАЕ), предназначен для решения задач морской астронавигации. Не отличаясь по объему от МАЕ, МАО-2, содержит практически ту же информацию (за исключением данных о восходах и заходах Луны, которые существенно модифицированы), но с продлением срока действия эфемерид на два года. Точность эфемерид  $0.1'$ . Издается с 2001 г. (первый выпуск на 2002–2003 гг). В 2004 г. был опубликован второй выпуск МАО-2 на 2005–2006 гг.

«Морской астрономический альманах» одобрен Департаментом безопасности мореплавания Государственной службы морского флота (Росморфлот) Министерства транспорта Российской Федерации и рекомендован к использованию судоводительским составом судов флота РФ.

С 2008 г. МАО-2 содержит также объяснение и часть таблиц поправок на английском языке.

## Эфемериды малых планет (1948—2021)

В 1911 г. на астрономической конференции в Париже было решено начать выпуск специального ежегодного издания, который содержал бы всю необходимую информацию об орбитах и эфемеридах малых планет. «**Kleine Planeten**» (КР) издавался с 1915 г. в Астрономическом вычислительном институте в Берлине (Astronomisches Rechen-Institut). В 1945 г. выпуск ежегодника прекращен.

В 1946 г. президент МАС Спенсер Джонс, в связи с необходимостью восстановления мировой эфемеридной службы малых планет, которая оказалась полностью дезорганизованной во время Второй мировой войны, предложил АН СССР организовать вычисление эфемерид малых планет в ближайшие годы в Советском Союзе. Впервые «**Эфемериды малых планет (ЭМП)**» были выпущены ИТА АН СССР в 1947 г. Две тоненькие тетрадки ЭМП на 1947 г. содержали эфемериды 435 малых планет из примерно 1 200 нумерованных малых планет, которые имели оппозицию в том году. Но уже на следующий, 1948 г. ИТА АН СССР подготовил под руководством профессора Н. С. Самойловой-Яхонтовой

эфемериды всех находящихся в оппозиции нумерованных к тому времени малых планет (1561). Решение Генеральной Ассамблеи МАС в 1951 г. закрепило статус ЭМП как международного ежегодника, издаваемого под эгидой МАС и следующего научной политике, осуществляемой Комиссией 20 МАС (положение и движение малых планет, комет и естественных спутников).

Основная сложность в подготовке ЭМП заключалась в большой трудоемкости вычисления эфемерид. Поэтому эфемериды многих малых планет вычислялись по невозмущенному движению. Лишь появление в ИТА АН СССР вычислительных машин в 1950-х гг. позволило полностью решить эту проблему.

Другая отличительная особенность ЭМП состояла в неуклонном росте объема издания, связанном с увеличивающимся из года в год количеством нумерованных малых планет. Если в 1968 г. том ЭМП состоял из 164 страниц (1 726 малых планет), в 1988 г. — из 368 страниц (3 516 малых планет), то в 2002 г. ЭМП были толщиной уже в 1 296 страниц (20 957 малых планет). В следующем году ЭМП вышли в сокращенном формате, а еще через год произошла реформа ежегодника. С 2004 г. ЭМП выходили в виде печатного издания, содержащего информацию по малым планетам с абсолютной звездной величиной не более 13.5 и в виде версии на компакт-диске, где приводится информация по всем нумерованным малым планетам. С 1998 г. «Эфемериды малых планет» издавались уже в ИПА РАН.

В 2012 г. отказались от печатного тома. Все таблицы печатались в формате PDF и распространялись на компакт-дисках. В дополнение к компакт-диску выходила небольшая брошюра, содержащая «Введение» в ЭМП [10].

Развитие компьютерных технологий, методик вычисления эфемерид малых планет привело к тому, что многие астрономические научные центры разработали собственные интернет-системы вычисления эфемерид. Необходимость печатного издания ЭМП отпала. В 2021 г. ЭМП были выпущены в последний раз. Число нумерованных малых планет на тот год издания достигло 545 135 (данные на 30 апреля 2020 г.), а число страниц в PDF-файле — 10 670.

## Заключение

Три из четырех мировых научных центров, выпускающих печатные издания астрономических ежегодников, создали собственные эфемеридные теории (серии DE, EMP, INPOP), которые используются ими при подготовке ежегодников. Это не случайно. Именно печатное издание является документом, фиксирующим стандарт вычислений на текущий год. Соответственно эфемеридная теория также получает документальное обеспечение. Поэтому, несмотря на бурное развитие компьютерных и сетевых технологий, создание и развитие интерактивных систем вычисления эфемерид, выпуск печатных изданий будет продолжаться.

Несмотря на уменьшение с годами тиража, спрос на АЕ остается, — книгу заказывают библиотеки различных научных учреждений, обсерваторий, а также специалисты и любители астрономии, которые в своих исследованиях или наблюдениях предпочитают использовать справочные материалы в печатном виде.

Будет сохраняться спрос и на печатные издания морских навигационных эфемерид. Не только в нашей стране, но и за рубежом, несмотря на стремительный технический прогресс в области электронной вычислительной техники и наличие развитых спутниковых навигационных систем, до сих пор издаются различные морские пособия и таблицы. Именно морские ежегодники могут оказать существенную помощь штурманам в определении координат судна и прокладке курса в случае выхода из строя навигационных приборов при аварийной ситуации. Ни одно судно не имеет право выйти в море без аналогов МАЕ.

## Библиографические ссылки

- [1] *Магницкий Л. Ф.* Арифметика, сиречь наука числительная. С разных диалектов на словенский язык переведенная, и воедино собрана, и на две книги разделена. — 1703.
- [2] *Pitjeva E., Pavlov D., Aksim D., Kan M.* Planetary and lunar ephemeris EPM2021 and its significance for solar system research // Proceedings of the International Astronomical Union. — 2021. — Vol. 15. — P. 220–225.
- [3] *Krasinsky G. A., Vasilyev M. V.* ERA: knowledge base for ephemeris and dynamical astronomy // Dynamics and Astrometry of Natural and Artificial Celestial Bodies : Proc. IAU Coll. — 1997. — Vol. 165. — Kluwer Academic Publishers. — P. 239–244.
- [4] *Pavlov D. A., Skripnichenko V. I.* Rework of the ERA software system: ERA-8 // Systèmes de reference spatio-temporels : Proc. Conf. Journées-2014.— St. Petersburg, 2015. — P. 243–246.
- [5] *Нецветаева Г. А.* Издатель — интегрированная среда поддержки издания астрономических ежегодников // Сообщения ИПА РАН. — 2010. — Vol. 187.
- [6] Астрономический ежегодник на 2024 год / отв. ред. Н. И. Глебова. — СПб. : ИПА РАН, 2023.
- [7] *Брумберг В. А., Глебова Н. И., Лукашова М. В. и др.* Расширенное объяснение к «Астрономическому ежегоднику» // Тр. ИПА РАН. — 2004. — Т. 10. — С. 488.
- [8] Морской астрономический ежегодник на 2024 год / отв. ред. М. В. Лукашова. — СПб. : ИПА РАН, 2023.
- [9] Морской астрономический альманах на 2023–2024 гг. / отв. ред. Г. А. Космодамианский. — СПб. : ИПА РАН, 2022.
- [10] *Чернетенко Ю. А., Железнов Н. Б., Кочетова О. М. и др.* Эфемериды малых планет на 2018 г. — СПб.: ИПА РАН, 2017.

## ПРОТОЗВЕЗДНЫЕ ДЖЕТЫ И ИСТЕЧЕНИЯ

**И. И. Зинченко**

*Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики  
им. А. В. Гапонова-Грехова РАН*

В данном обзоре описываются биполярные протозвездные высококоллимированные быстрые ионизованные джеты и более медленные молекулярные истечения. Джеты и истечения играют важнейшую роль в процессе звездообразования, унося избыточный угловой момент из системы, без чего образование звезды было бы просто невозможно. Приводятся основные наблюдательные характеристики этих явлений и описываются основные модели их формирования.

## PROTOSTELLAR JETS AND OUTFLOWS

**I. I. Zinchenko**

*Federal Research Center A. V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics  
of the Russian Academy of Sciences*

This review describes bipolar protostellar highly collimated fast ionized jets and slower molecular outflows. Jets and outflows play a crucial role in the process of star formation, carrying away excess angular momentum from the system, without which star formation would simply be impossible. The main observational characteristics of these phenomena are given and the main models of their formation are described.

## Введение

Узконаправленные (высококоллимированные) выбросы части аккрецируемого вещества с большой скоростью вдоль оси вращения (джеты) сопровождают процесс дисковой аккреции в астрономических объектах разного типа — от протозвезд до активных ядер галактик. Масштабы этих явлений и скорости выбросов в разных объектах отличаются на порядки, но физические механизмы могут быть похожи.

В протозвездных объектах, которые в основном и обсуждаются в данном обзоре, помимо джетов (например, [1, 2]) наблюдаются также более медленные и обычно не столь коллимированные истечения молекулярного газа (например, [3–5]). Считается, что джеты и истечения играют важнейшую роль в процессе звездообразования, унося избыточный угловой момент из системы, без чего образование звезды было бы просто невозможно (стоит отметить, что возможны и другие механизмы отвода углового момента).

Ниже описываются основные наблюдаемые характеристики этих явлений, а также модели их формирования.

## Наблюдения джетов и истечений

В начале 50-х гг. прошлого века были обнаружены так называемые объекты Хербига — Аро [6, 7]. Позже выяснилось, что эти объекты представляют собой части истечения вещества из молодых (прото)звезд.

С развитием возможностей наблюдений спектральных линий в миллиметровом диапазоне длин волн по наблюдениям линий CO были обнаружены биполярные истечения молекулярного газа из молодых звездных объектов [8]. Скоро стало понятно, что такие истечения повсеместно сопровождают процесс звездообразования.

Джеты представляют собой высококоллимированные струи частично ионизованного газа, которые, как правило, состоят из последовательности сгустков. Их излучение наблюдается на волнах от низкочастотного радиодиапазона до гамма-лучей. Основные характеристики их радиоизлучения обсуждаются в работе [9]. В большинстве случаев наблюдается тормозное излучение ионизованного газа. Недавно при помощи низкочастотной антенной решетки LOFAR впервые удалось зарегистрировать радиоизлучение джета на столь низкой частоте, как 149 МГц [10]. При этом наблюдался излом в спектре, соответствующий переходу от оптически тонкой излучающей среды к оптически толстой. В результате удалось определить меру эмиссии, электронную концентрацию и массу ионизованного газа.

Однако в ряде случаев излучение отдельных сгустков имеет нетепловой характер, соответствующий синхротронному механизму излучения, на что указывают спектральный индекс и линейная поляризация излучения (например, [11, 12]). Это свидетельствует о наличии релятивистских электронов. Более того, наблюдается рентгеновское излучение впереди пика в радиодиапазоне [13] и даже гамма-излучение джетов с энергией до нескольких ГэВ [14, 15]. Это указывает на разогрев газа до миллионов К и на возможность ускорения частиц в джетах до очень высоких энергий. Недавние наблюдения синхротронного излучения джета от МЗО малой массы DG Tau A на частоте 152 МГц при помощи LOFAR выявили низкочастотный загиб в спектре, который лучше всего объясняется эффектом Разина — Цитовича [16].

В излучении ионизованных джетов наблюдаются линии различных атомов и ионов в УФ, оптическом и ближнем ИК-диапазонах, в частности линии H $\alpha$ , FeII и др. С джетами также часто ассоциируется излучение молекул SiO в миллиметровом диапазоне длин волн. Наблюдения спектральных линий позволяют определить скорости движения джетов вдоль луча зрения. Кроме того, в ряде случаев по наблюдениям в разные эпохи удается измерить собственные движения сгустков в джете. Радиальные и поперечные скорости сравнимы и составляют обычно сотни км/с.

Важным результатом явилось обнаружение вращения джетов. Признаком вращения является поперечный градиент лучевой скорости. Такие градиенты наблюдались в оптических спектрах на HST [17], но более надежно они видны в наблюдениях молекулярных линий, прежде всего SiO, на ALMA (например, [18]).

Как отмечалось выше, помимо высококоллимированных быстрых джетов наблюдаются более медленные истечения, с более широким углом раскрыва. В случае протозвезд малой массы часто видно и то и другое. В то же время такая комбинация редко наблюдается у массивных протозвезд. В качестве примеров можно привести Ser A HW2 [19], S255 NIRS3 [20], G18.88MME [21].

Наблюдениям биполярных молекулярных истечений посвящена обширная литература. Подробные обзоры можно найти, например, в работах [3, 5]. Существуют корреляции между массой, силой и механической светимостью истечений с одной стороны и болометрической светимостью центрального источника — с другой. Во многих случаях наблюдается «хаббловский» закон зависимости скорости от расстояния, т. е. скорость истечения пропорциональна расстоянию от источника. Угол раскрыва истечения увеличивается по мере эволюции и с ростом массы протозвезды. У массивных звезд он очень велик ( $\gtrsim 90^\circ$ ).

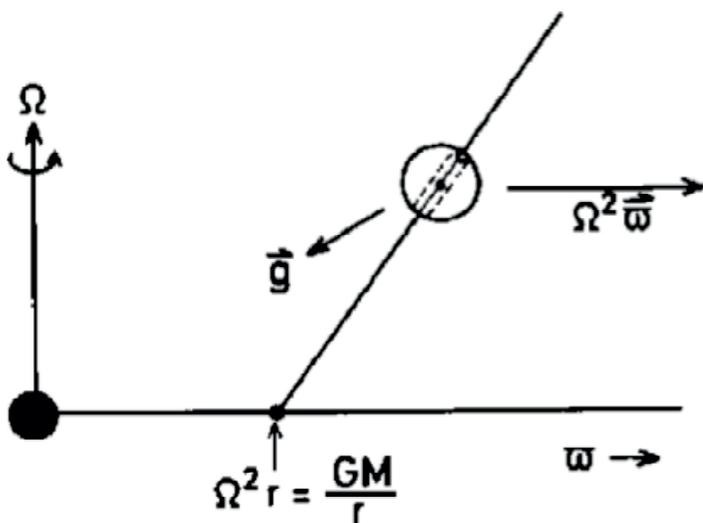


Иллюстрация механизма магнитоцентробежного ускорения («бусинка на проволоке») [23]

## Модели

В основе практически всех моделей формирования джетов — магнитоцентробежный механизм ускорения заряженных частиц над поверхностью аккреционного диска. Такова, например, модель Блэнфорда — Пэйна [22], предложенная для джетов активных ядер галактик. При совсем других масштабах подобный механизм может действовать и в протозвездных объектах. Наглядная иллюстрация этого механизма приведена на рисунке.

Существуют две основные разновидности такой модели: модель так называемого X-ветра [24] и модель дискового ветра (например, [25]). Основная разница между ними в том, что в первой модели основную роль играет магнитное поле звезды и истечение вещества происходит в основном из области коротации, где магнитное поле звезды наиболее эффективно взаимодействует с диском. Во второй модели формирование джета происходит за счет остаточного магнитного поля самого диска и область, откуда происходит истечение вещества, гораздо шире.

Магнитное поле у поверхности диска является полоидальным. Но по мере удаления от диска оно закручивается вместе с истекающим веществом, появляется тороидальная компонента, которая обеспечивает коллимацию джета. Данные о вращении джетов в сочетании с предположением о сохранении углового момента [26] позволяют оценить радиус области запуска джета в диске. Эти оценки указывают скорее на дисковый ветер, хотя X-ветер не исключен в некоторых случаях.

Существует несколько моделей формирования биполярных молекулярных истечений (например, [3]). Одна из самых популярных и хорошо согласующихся с наблюдениями — модель увлечения молекулярного газа ударной волной, создаваемой быстрым джетом. В частности, она хорошо воспроизводит «хаббловский» закон зависимости скорости от расстояния в истечениях. Однако эта модель имеет и проблемы, например, с объяснением кинетического момента в истечениях. Существует модель широкоугольного ветра, но наиболее близкой к реальности, видимо, является композитная модель «двойного ветра», в которой есть и быстрый джет, и медленный ветер с широким углом раскрыва. Такая картина находит все больше наблюдательных подтверждений, в том числе в областях образования массивных звезд (например, [21]).

Наконец, отметим, что в настоящее время проводятся интересные лабораторные эксперименты по моделированию астрофизических джетов с использованием масштабных соотношений между параметрами лабораторной и астрофизической плазмы (например, [27]).

## Заключение

Исследования ионизованных джетов и более медленных молекулярных истечений от протозвезд продолжают уже не одно десятилетие в разных диапазонах длин волн. Джеты и истечения наблюдаются на самых ранних этапах звездообразования и играют важнейшую роль в этом процессе. К настоящему времени предложены модели этих явлений, которые достаточно хорошо объясняют основные наблюдаемые характеристики. В то же время более глубокое понимание механизмов формирования джетов и истечений требует дальнейших исследований с лучшими спектральным разрешением и чувствительностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FFUF-2024-0028.

## Библиографические ссылки

- [1] *Anglada G., Rodríguez L. F., Carrasco-González C.* Radio jets from young stellar objects // *Astron. Astrophys. Rev.* — 2018. — Vol. 26, № 1. — P. 3. 1806.06444.
- [2] *Ray T. P., Ferreira J.* Jets from young stars // *New Astronomy Reviews.* — 2021. — Vol. 93. — P. 101615. 2009.00547.
- [3] *Arce H. G., Shepherd D., Gueth F. et al.* Molecular Outflows in Low- and High-Mass Star-forming Regions // *Protostars and Planets V.* — 2007. — P. 245–260. astro-ph/0603071.
- [4] *McKee C. F., Ostriker E. C.* Theory of Star Formation // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 45. — P. 565–687. 0707.3514.
- [5] *Frank A., Ray T. P., Cabrit S. et al.* Jets and Outflows from Star to Cloud: Observations Confront Theory // *Protostars and Planets VI* / ed. by Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, Thomas Henning. — 2014. — P. 451. 1402.3553.
- [6] *Herbig G. H.* The spectra of two nebulous objects near NGC 1999. // *Astrophys. J.* — 1951. — Vol. 113. — P. 697–699.
- [7] *Haro G.* Herbig’s nebulous objects near NGC 1999. // *Astrophys. J.* — 1952. — Vol. 115. — P. 572.
- [8] *Snell R. L., Loren R. B., Plambeck R. L.* Observations of CO in L1551-Evidence for stellar wind driven shocks // *Astrophys. J. Lett.* — 1980. — Vol. 239. — P. L17–L22.
- [9] *Reynolds S. P.* Continuum Spectra of Collimated, Ionized Stellar Winds // *Astrophys. J.* — 1986. — Vol. 304. — P. 713.
- [10] *Coughlan C. P., Ainsworth R. E., Eisloffel J. et al.* A LOFAR Detection of the Low-mass Young Star T Tau at 149 MHz // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 834, № 2. — P. 206. 1611.03282.
- [11] *Osorio M., Díaz-Rodríguez A. K., Anglada G. et al.* Star Formation Under the Outflow: The Discovery of a Non-thermal Jet from OMC-2 FIR 3 and Its Relationship to the Deeply Embedded FIR 4 Protostar // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 840, № 1. — P. 36. 1703.07877.
- [12] *Obonyo W. O., Lumsden S. L., Hoare M. G. et al.* A multi-epoch study of radio continuum emission from massive protostars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 501, № 4. — P. 5197–5211. 2012.12822.

- [13] *Rodríguez-Kamenetzky A., Carrasco-González C., González-Martín O. et al.* Particle acceleration in the Herbig-Haro objects HH 80 and HH 81 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 482, № 4. — P. 4687–4696. 1811.08868.
- [14] *Yan Da-Hai, Zhou Jia-Neng, Zhang Peng-Fei.* Detection of Gamma-Rays from the Protostellar Jet in the HH 80-81 System // *Research in Astronomy and Astrophysics.* — 2022. — Vol. 22, № 2. — P. 025016. 1908.10994.
- [15] *de Oña Wilhelmi Emma, López-Coto Rubén, Su Yang.* High-energy gamma-ray emission powered by a young protostar: the case of S255 NIRS 3 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 523, № 1. — P. 105–110. 2305.04571.
- [16] *Feeney-Johansson A., Purser S. J. D., Ray T. P. et al.* The First Detection of a Low-frequency Turnover in Nonthermal Emission from the Jet of a Young Star // *Astrophys. J. Lett.* — 2019. — Vol. 885, № 1. — P. L7. 1910.09479.
- [17] *Bacciotti F., Ray Th. P., Mundt R. et al.* Hubble Space Telescope/STIS Spectroscopy of the Optical Outflow from DG Tauri: Indications for Rotation in the Initial Jet Channel // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 576, № 1. — P. 222–231. astro-ph/0206175.
- [18] *Lee Chin-Fei, Ho Paul T. P., Li Zhi-Yun et al.* A rotating protostellar jet launched from the innermost disk of HH 212 // *Nature Astronomy.* — 2017. — Vol. 1. — P. 0152. 1706.06343.
- [19] *Torrelles J. M., Patel N. A., Curiel S. et al.* A wide-angle outflow with the simultaneous presence of a high-velocity jet in the high-mass Cepheus A HW2 system // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 410, № 1. — P. 627–640. 1008.2262.
- [20] *Zinchenko I. I., Liu Sheng-Yuan, Su Yu-Nung et al.* Dense Cores, Filaments, and Outflows in the S255IR Region of High-mass Star Formation // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 889, № 1. — P. 43. 1911.11447.
- [21] *Zinchenko I. I., Dewangan L. K., Baug T. et al.* ALMA discovery of a dual dense probably rotating outflow from a massive young stellar object G18.88MME // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 506, № 1. — P. L45–L49. 2106.09626.
- [22] *Blandford R. D., Payne D. G.* Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1982. — Vol. 199. — P. 883–903.
- [23] *Spruit H. C.* Magnetohydrodynamic jets and winds from accretion disks // *Evolutionary Processes in Binary Stars* / ed. by Ralph A. M. J. Wijers, Melvyn B. Davies, Christopher A. Tout : NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C. — 1996. — Vol. 477. — P. 249–286.
- [24] *Shu F., Najita J., Ostriker E. et al.* Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. I. A Generalized Model // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 429. — P. 781.
- [25] *Pudritz R. E., Norman C. A.* Bipolar hydromagnetic winds from disks around protostellar objects // *Astrophys. J.* — 1986. — Vol. 301. — P. 571–586.
- [26] *Anderson J. M., Li Zhi-Yun, Krasnopolsky R., Blandford R. D.* Locating the Launching Region of T Tauri Winds: The Case of DG Tauri // *Astrophys. J. Lett.* — 2003. — Vol. 590, № 2. — P. L107–L110. astro-ph/0304127.
- [27] *Hartigan P., Foster J. M., Wilde B. H. et al.* Laboratory Experiments, Numerical Simulations, and Astronomical Observations of Deflected Supersonic Jets: Application to HH 110 // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 705, № 1. — P. 1073–1094. 0910.0318.

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕСТНОЙ ВСЕЛЕННОЙ****С. В. Пилипенко***Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН*

Местной Вселенной называют область радиусом около 100 Мпк вокруг нашей Галактики. Будучи наиболее детально изученной, эта область представляет большой интерес для космологов. Исследования Местной Вселенной позволяют ответить на вопросы, насколько хорошо мы понимаем устройство Вселенной, можем ли объяснить наблюдаемое в ней разнообразие объектов и насколько типичным является наше ближайшее окружение. В лекции обсуждается один из способов получить ответы на эти вопросы: численное моделирование Местной Вселенной.

**SIMULATING THE LOCAL UNIVERSE****S. V. Pilipenko***P. N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences*

The Local Universe is defined as the region within a radius of about 100 Mpc around our Galaxy. Being the most extensively studied region, it is of great interest to cosmologists. Research on the Local Universe allows us to answer questions about our understanding of the structure of the Universe, whether we can explain the observed variety of objects within it, and how typical our closest environment is. This lecture discusses one of the ways to address these questions: numerical modeling of the Local Universe.

**Введение**

Современная космологическая модель  $\Lambda$ CDM основывается на многочисленных наблюдательных данных, таких как анизотропия реликтового излучения, расстояния до сверхновых Ia, неоднородности в распределении галактик на масштабах в сотни миллионов световых лет, массы тысяч скоплений галактик и т. д. Большинство этих наблюдений относятся к очень далеким объектам. Считается, что наша Вселенная на больших масштабах однородна и изотропна, а также, что все физические законы действуют одинаково в разных ее местах. С другой стороны, наиболее детальные наблюдения у нас имеются только для сравнительно близкой части Вселенной. Например, в близких галактиках возможно измерять характеристики отдельных звезд и благодаря этому точнее определять расстояния до галактик. Зная расстояния и красные смещения, можно определить, например, постоянную Хаббла. Но будет ли она соответствовать истинной скорости расширения Вселенной или наша ближайшая окрестность может расширяться с другой скоростью? Иными словами, является ли наша окрестность типичным местом во Вселенной?

Для получения ответа на этот вопрос нужно сравнить наши данные о ближайших окрестностях (Местной Вселенной) и о далеких областях Вселенной. Для этих областей у нас нет столь детальных измерений, как для наших ближайших окрестностей, но зато у нас есть данные о большом объеме (который растет с расстоянием как  $r^2$ ), что позволяет получать статистическую информацию о Вселенной, например, распределение отклонений плотности вещества от средней на разных масштабах. Эту информацию можно использовать, чтобы сделать численные модели распределения вещества во Вселенной, которые для

краткости будем называть *численные модели Вселенной*. В численных моделях уже можно получить сколь угодно детальную информацию, например, трехмерные скорости движения галактик, подсчеты числа карликовых галактик и т. п.

В этой лекции рассказывается о способах моделирования Вселенной, применяемых космологами, и о некоторых результатах, относящихся к Местной Вселенной.

## Крупномасштабная структура и ее моделирование

Галактики во Вселенной распределены не однородно, а отчетливо группируются в пеплоподобную крупномасштабную структуру, которую можно разделить на нити («филаменты»), плоские «стенки» или «блины», плотные скопления и обширные пустоты («войды») между ними. Эта структура, как и сами галактики, возникла из малых неоднородностей в распределении плотности материи, которые родились предположительно из квантовых флуктуаций в эпоху инфляции [1, 2]. Когда речь идет о больших масштабах, в мегапарсеки и больше, основной силой, действующей на вещество, является гравитация. Поэтому для таких масштабов задачу образования крупномасштабной структуры несложно решить численно. Берется некоторый кубический объем, равномерно заполняется покоящимися частицами, координаты и скорости которых затем немного модифицируются в соответствии с начальным спектром неоднородностей. Реальная Вселенная предполагается бесконечной, и для того, чтобы частицы не чувствовали границ куба, вводятся периодические граничные условия. Для учета расширения Вселенной вводится расширяющаяся (сопутствующая) система координат и все вычисления выполняются в ней. Размер куба поэтому остается постоянным во времени. Силы между частицами рассчитываются по закону всемирного тяготения, а движение частиц — по законам Ньютона.

Как было показано начиная с 1970-х гг., эволюция такой системы приводит к образованию ячеистой структуры, очень похожей на наблюдаемую. Но если считать силу тяготения «честно», на каждую частицу со стороны всех частиц, расчет происходит крайне медленно, поэтому в задаче применяют различные схемы упрощения: решают уравнение Пуассона методом преобразования Фурье, группируют частицы с помощью дерева, чтобы ускорить расчет вклада в силу тяготения от далеких частиц. С помощью таких упрощений современный персональный компьютер может считать эволюцию систем до 100 млн частиц (расчет занимает несколько суток), а суперкомпьютеры рассчитывают системы уже более  $10^{12}$  частиц.

Во многих расчетах действительно учитывается только гравитация, поэтому такие расчеты часто называют численными моделями с темной материей (dark matter only simulations). Тем не менее даже такие модели позволяют моделировать галактики: благодаря бесстолкновительному коллективному обмену энергией частицы в этих моделях конденсируются в гравитационно-связанные структуры — *гало*. Галактики формируются уже внутри гало. Существуют различные рецепты моделирования процесса образования галактик. Можно кроме темной материи добавить в расчет частицы газа, включить гидродинамику, нагрев и остывание газа излучением, химические реакции, звездообразование и т. д. Например, в моделях Illustris все эти процессы учтены. Однако эти процессы учитываются очень приближенно, поскольку для точного их учета не хватает разрешения: массы частиц газа в моделях, как правило,  $10^4$ – $10^7 M_{\odot}$ , т. е. невозможно пока что моделировать образование отдельных звезд (для этого нужны миллионы частиц на одну звезду!). Поэтому численные модели со звездообразованием пока что основываются именно на «рецептах» — откалиброванных по наблюдениям усредненных зависимостей, а не на настоящем моделировании всех необходимых физических процессов.

Исследование различных рецептов звездообразования показало, что самый важный из них — это обратная связь, создаваемая звездами и активными ядрами галактик, т. е. без

учета нагрева газа их излучением невозможно создать сколько-нибудь правдоподобную модель галактик, объясняющую наблюдаемые массы звезд и газа в галактиках. Также выяснилось, что для реализации некоторых рецептов не обязательно детально рассчитывать эволюцию газа, можно ограничиться 0-мерной моделью, когда единственная переменная для газа — это его полное количество в галактике (свое для разных компонент, например, для холодного и горячего газа). В результате появились *полуаналитические модели*, для которых за основу берутся результаты расчета для одной только темной материи, и затем для каждого гало, с учетом истории роста его массы, решаются уравнения роста галактики.

## Сравнение численных моделей и Местной Вселенной

Существует множество характеристик, по которым сравнивают результаты численного моделирования Вселенной с данными наблюдений. Рассмотрим некоторые из наиболее популярных и применимых к нашей ближайшей окрестности.

- Функция масс изолированных объектов,  $n(> M)$ , измеряемая в единицах  $[\text{Mpc}^{-3}]$ . Функция масс для скоплений галактик (т. е. для масс  $> 10^{14} M_{\odot}$ ) в среднем по Вселенной хорошо воспроизводится численными моделями. В то же время, если смотреть на массы ближайших скоплений галактик, в нашей окрестности наблюдается недостаток скоплений в целом, но при этом — избыток наиболее массивных скоплений, что вместе отклоняется от ожидаемой функции масс более чем на  $3\sigma$  [3].
- Количество галактик-спутников. Наиболее изучена популяция спутников Млечного Пути — более 60 спутников. Измерить массы спутников сложнее, чем скоплений галактик, поэтому вместо массы сравнивают другие их характеристики, например, распределение максимальных круговых скоростей вращения звезд. До недавнего времени считалось, что численные модели предсказывают гораздо больше спутников, чем наблюдается в действительности [4]. Однако во многих моделях со звездообразованием удается получить согласованные с наблюдениями результаты.
- Пространственное распределение спутников. По результату ряда исследований спутники Млечного Пути и галактики M31 концентрируются у довольно тонких плоскостей, перпендикулярных дискам галактик. В то же время в моделируемых галактиках такого, как правило, не наблюдается [5]. Статистическая значимость найденных плоскостей ставится рядом авторов под сомнение, результат зависит от используемой выборки галактик-спутников.
- Статистика элементов крупномасштабной структуры или статистика скоростей галактик. Можно сравнить параметры Местного Войда, на краю которого находится Местная Группа, с параметрами войдов в численных моделях. В некоторых работах утверждается, что Местный Войд слишком пустой [6]. Местный «блин», называемый также сверхгалактической плоскостью [7], демонстрирует, по некоторым данным, недостаток плотности [8, 9]. Более надежный метод изучения структуры состоит в измерении распределения *пекулярных скоростей* галактик — отличий их движений от хаббловского расширения. Все элементы крупномасштабной структуры создаются именно в результате движений галактик (чтобы образовался войд, вещество из него должно «убежать»). Скорости зависят от распределения полной массы вещества, а не только видимого, поэтому изучение скоростей представляется более надежным методом изучения структуры, чем изучение распределения координат галактик. Анализ скоростей показывает, что наше окружение является вполне типичным для стандартной космологической модели, подробнее об этом — в следующей главе.

## Восстановление начальных условий

Упомянутые в предыдущей главе пекулярные скорости галактик определяют, измерив независимо красные смещения и расстояния до галактик (по цефеидам, ветви красных гигантов и т. д.):

$$v_r = Hr + u_r, \quad (1)$$

где  $u_r$  — радиальная компонента пекулярной скорости;  $r$  — расстояние до галактики;  $v_r$  — радиальная компонента полной скорости;  $H$  — постоянная Хаббла. Формула (1) показывает также, почему локальные измерения постоянной Хаббла могут отличаться от глобальных, в этом виновата пекулярная скорость  $u$ .

Наиболее полные данные о пекулярных скоростях представлены в каталоге CosmicFlows версии 4 [10]. На достаточно больших масштабах (5–10 Мпк) поле пекулярных скоростей предполагается *потенциальным*, что позволяет по радиальной компоненте поля определить трехмерные скорости. Также в теории для стандартной космологической модели известно, как скорости растут со временем, поэтому из полученных данных можно восстановить поле пекулярных скоростей в ранней Вселенной. Поскольку наши данные неполны, это поле скоростей имеет дыры, и их заполняют случайными скоростями, полученными в рамках той же стандартной модели. Также данных нет на более мелких масштабах (меньше 5 Мпк), где тоже добавляют случайные скорости. Используя полученное поле скоростей в ранней Вселенной в качестве начальных условий, можно запустить численную модель.

В результате в таких моделях возникают аналоги ближайших скоплений галактик, например, в созвездии Девы, в Геркулесе и т. д. [3]. В них прослеживается местный войд, сверхгалактическая плоскость и с большой вероятностью возникает аналог Местной группы — пары галактик с параметрами, похожими на наблюдаемые [11]. Это означает, что сделанные для такой численной модели предположения — о потенциальности поля скорости, о параметрах космологической модели — верны. Кроме того, становится ясно, что появление Местной группы в таком окружении — довольно типичное явление.

Окружение в значительной мере определяет эволюцию галактик, и с помощью численных моделей Местной Вселенной, хорошо воспроизводящих это окружение, можно также исследовать эволюцию Местной группы. Выясняется, что галактика Млечный Путь в подобных моделях в среднем растет медленнее, чем галактики такой же массы, но в произвольном окружении [12]. Вероятно также, Млечный Путь не испытывал слияний с сопоставимыми по массе галактиками за последние 7 млрд лет. Окружение Местной группы приводит также к анизотропной аккреции вещества и, в частности, галактик-спутников на Млечный Путь [13]. Это означает, что для нашей Галактики, как и для Андромеды, стоит ожидать концентрации спутников в выделенных направлениях.

## Заключение

Высокоточные измерения расстояний до тысяч галактик сделали возможным восстановление трехмерного поля скорости вещества в Местной Вселенной и проведение расчетов, воспроизводящих структуры, окружающие нашу Галактику. Подобные расчеты позволили снять несколько противоречий, якобы имевшихся между наблюдениями наших ближайших окрестностей и предсказаниями стандартной космологической модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 23-22-00259.

## Библиографические ссылки

- [1] Горбунов Д. С., Рубаков В. А. Введение в теорию ранней Вселенной. Космологические возмущения. Инфляционная теория. — М. : КРАСАНД, 2010.
- [2] Лукаш В. Н., Михеева Е. В. Физическая космология. — М. : ФизМатЛит, 2010.
- [3] Dolag K., Sorce J. G., Piliipenko S. et al. Simulating the LOcal Web (SLOW). I. Anomalies in the local density field // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 677. — P. A169. 2302.10960.
- [4] Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Kaplinghat M. Too big to fail? The puzzling darkness of massive Milky Way subhaloes // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 415, № 1. — P. L40–L44. 1103.0007.
- [5] Kroupa P., Famaey B., de Boer K. S. et al. Local-Group tests of dark-matter concordance cosmology . Towards a new paradigm for structure formation // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 523. — P. A32. 1006.1647.
- [6] Peebles P. J. E., Nusser Adi. Nearby galaxies as pointers to a better theory of cosmic evolution // *Nature.* — 2010. — Vol. 465, № 7298. — P. 565–569. 1001.1484.
- [7] Peebles P. J. E. The extended Local Supercluster // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 511, № 4. — P. 5093–5103. 2112.12847.
- [8] Makarov D., Karachentsev I. Galaxy groups and clouds in the local ( $z \sim 0.01$ ) Universe // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 412, № 4. — P. 2498–2520. 1011.6277.
- [9] Böhringer H., Chon G., Collins Ch. A. Observational evidence for a local underdensity in the Universe and its effect on the measurement of the Hubble constant // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 633. — P. A19. 1907.12402.
- [10] Tully R. B., Kourkchi E., Courtois H. M. et al. Cosmicflows-4 // *Astrophys. J.* — 2023. — Vol. 944, № 1. — P. 94. 2209.11238.
- [11] Carlesi E., Sorce J. G., Hoffman Y. et al. Constrained Local Universe Simulations: a Local Group factory // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2016. — Vol. 458, № 1. — P. 900–911. 1602.03919.
- [12] Carlesi E., Hoffman Y., Gottlöber S. et al. On the mass assembly history of the Local Group // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 491, № 2. — P. 1531–1539. 1910.12865.
- [13] Dupuy A., Libeskind N. I., Hoffman Y. et al. Anisotropic satellite accretion on to the Local Group with HESTIA // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 516, № 3. — P. 4576–4584. 2208.14648.

## ГАЛАКТИКИ КАК ОТКРЫТЫЕ СИСТЕМЫ

О. К. Сильченко

*Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова*

Эволюция галактик подразумевает изменения ее основных характеристик: размеров, структуры, химического состава звезд, полной звездной массы... И в большинстве галактик эти изменения довольно плавные. Что управляет эволюцией галактик? Есть ли один главный физический фактор, от которого зависит все? В последние годы астрономы склоняются к мысли, что есть: это постоянный приток холодного газа извне, геометрия и темпы которого определяют практически все особенности состояния каждой отдельной галактики в разные эпохи. А вот отождествить источник этого внешнего газа — пока нерешенная и крайне актуальная проблема.

## GALAXIES AS OPEN SYSTEMS

O. K. Silchenko

*Sternberg Astronomical Institute of the Lomonosov Moscow State University*

The galaxy evolution implies permanent change of its main parameters: size, structure, chemical composition of stars, the total stellar mass... Many galaxies proceed their evolution very smoothly. What governs the evolution of galaxies? If does a single physical factor exist which determines all these characteristics? Currently astronomers think that it exists. It is a steady outer cold gas inflow, and its rate and geometry define completely the evolutionary state of a galaxy in every moment of its evolution. To find a source of this outer cold gas is a quite actual problem, unsolved yet.

## Введение

Галактики — крупные гравитационно связанные звездно-газовые системы. Можно сказать, что это основные видимые элементы, из которых состоит Вселенная. Если судить с точки зрения астрономических наблюдений, то в ближней Вселенной большинство галактик являются собой прежде всего собрание звезд; затем, до нескольких процентов от суммарной массы звезд, выступает газ внутри галактик, на 98 % состоящий из водорода и гелия; и наконец, еще в сто раз меньше, чем газа, в галактиках наблюдают пыль. Все это вместе увязано в единую огромную структуру размером порядка десятка килопарсек, и форма этой структуры чаще всего — диск: около 73 % галактик ближней Вселенной, включая Млечный Путь и туманность Андромеды, это спиральные галактики, обладающие протяженными тонкими звездными дисками, в которых продолжают образовываться молодые звезды, и более компактными центральными звездными сгущениями, балджами, в которых молодые звезды, как правило, уже не образуются.

В рамках современной концепции звездообразования молодые звезды образуются из газа путем коллапса газового облака под действием собственной гравитации [1]. То есть когда над формированием галактик в их современной форме в 60-х гг. XX в. начинали размышлять классики [2], они представляли себе это примерно так: изначально чисто газовое облако сжимается, газ фрагментирует на мелкие кусочки звездных масс, из этих

кусочков рождаются звезды, и, с учетом попутной динамической и химической эволюции системы, все это продолжается до тех пор, пока газ не кончится — он весь превратится в звезды [3]. Тот факт, что галактики в ближней Вселенной имеют разную форму — либо дисковую, либо сфероидальную, объясняется разным изначальным моментом вращения протогалактического газового облака. Динамическая эволюция состояла в постепенном принятии глобальной формы, соответствующей динамическому равновесию; для большого изначального момента это протяженный диск. Химическая эволюция, с учетом того что в диске галактики все время рождаются новые массивные звезды, а в массивных звездах в процессе их горения все время рождаются новые металлы, представлялась монотонным увеличением содержания тяжелых элементов в газе (и в звездах, которые из этого газа все время образуются). Но с наступлением в 70-х гг. XX в. золотого века наблюдательной астрономии были накоплены факты, из которых следовало, что так просто описать эволюцию галактик не получится.

Первым парадоксом, поставившим под сомнение «замкнутость» эволюционирующей галактики, конкретно Млечного Пути, стал «парадокс G-карликов». По мере накопления наблюдательных спектральных данных о химическом составе звезд в окрестностях Солнца выяснилось, что все G-карлики тонкого диска Галактики имеют солнечную металличность. G-карлики — это звезды, имеющие примерно солнечную начальную массу, их время жизни на главной последовательности превышает 9 млрд лет. Значит, среди G-карликов, ввиду примерно постоянного звездообразования в диске Млечного Пути последние 9 млрд лет, мы можем встретить звезды всех возрастов, от 0 до 9 млрд лет. За такой длительный период времени должны были появиться G-карлики всех металличностей, от самых низких до солнечных, и распределение их по металличности должно было быть широким. А оно оказалось узким, с шириной, сравнимой с точностью определения металличности. То есть действительно **все** звезды тонкого диска Галактики в последние 9 млрд лет были рождены с одной и той же солнечной металличностью. Соответственно и корреляция «возраст — металличность», ожидавшаяся в рамках наивной модели химической эволюции, тоже в наблюдениях данных не просматривалась [4]. Как разрешить этот парадокс? Теоретики довольно быстро предложили хорошее решение: нужно отказаться от картины изолированной эволюции галактики и прежде всего предположить постоянный приток («аккрецию») газа извне [5]. Если этот газ будет низкой металличности, хотя бы 10 % от солнечной (но никак не больше 40 %) [6], это разрешит «парадокс G-карликов»: постоянно синтезирующиеся в звездах новые тяжелые элементы будут разбавляться в межзвездной среде все время добавляющимся внешним чистым водородом.

Вторым «гвоздем», окончательно похоронившим идею изолированной эволюции больших дисковых галактик, стала статистика содержания молекулярного газа — «топлива» для звездообразования — и темпов звездообразования в спиральных галактиках. Сначала оказалось, что связь между этими двумя характеристиками, даже на локальном уровне, «на квадратный килопарсек», не просто тесная — линейная [7]. Тогда, поделив массу газа на темп звездообразования, мы получим время исчерпания тех запасов газа, которые сегодня наблюдаются, на образование новых звезд. И оказалось, что это время у всех галактик одинаковое, не зависящее ни от запасов газа, ни от полной звездной массы галактики, и это время короткое по космологическим масштабам — всего 2 млрд лет [8]. То есть мы живем в такое замечательное время, что буквально на днях во всех спиральных галактиках прекратится звездообразование, потому что закончится газ? Астрономы очень не любят «выделенных моментов времени». Кроме того, ведь известны те же характеристики более далеких дисковых галактик — на более далеких красных смещениях. И там в них шло звездообразование, и время исчерпания газа было еще более коротким [9]. Но к настоящему времени газ так и не закончился и звездообразование все продолжается. . . И тут конечно снова приходит на ум идея, что газ должен все время добавляться в диск галактики и

подпитывать ее продолжающееся звездообразование.

## Идея: галактика открыта взаимодействию с окружающей средой

Теоретики – люди последовательные. Если уж галактика «общается» с окружающей межгалактической средой, то она может не только принимать в себя внешний газ, но и отдавать окружающей среде свой собственный газ, обогащенный свежесинтезированными химическими элементами. Это уже вторая фундаментальная идея относительно эволюции галактик: к аккреции добавляется «галактический ветер». Идея галактического ветра тесно связана с идеей «обратной связи» для межгалактической среды, получаемой от звездообразования. Действительно, сначала газ охлаждается, сжимается и рождает звезды. Потом эти звезды светят и нагревают окружающий газ. А если мы посмотрим на способности самых массивных звезд, то они поставляют в окружающую среду не только радиативную энергию, но еще и кинетическую: у массивных звезд есть звездный ветер, — их внешние оболочки разлетаются в межзвездную среду, а когда массивная звезда целиком пройдет свой жизненный путь, она взорвется как сверхновая II типа, и уже тут окружающая межзвездная среда получит и почти всю массу звезды (вместе с вновь синтезированными тяжелыми элементами), и огромное количество кинетической энергии. Энергия от вспышки одной сверхновой стандартно оценивается в  $10^{51}$  эрг/с. Будучи «выприснута» в окружающую межзвездную среду, эта энергия позволит ближайшим газовым облакам приобрести «вторую космическую» скорость и покинуть галактику. Собственно, такие истечения из областей звездообразования наблюдаются реально: один из самых красивых примеров в ближней Вселенной — это галактика со вспышкой звездообразования в центральной области М 82 (рис. 1). Галактика видна практически с ребра своего диска, и весь вылетающий из центральной области газ отлично светит над и под плоскостью галактики и в эмиссионных линиях теплого ионизованного газа, и в рентгене газа горячего.



Рис. 1. Фотография галактики М 82 в комбинированных цветах

Но вообще-то ожидается, что наибольшую роль галактический ветер играет в карликовых галактиках: действительно, чем менее глубока потенциальная яма собственной гравитации галактики, тем легче газу покинуть ее насовсем. Исследования химического состава газа в карликовых неправильных галактиках подтверждают решающую роль галактического ветра в их химической эволюции. Дело в том, что в неправильных галактиках много газа (по отношению к звездам), и мы можем сравнивать наблюдаемую металличность газа с предсказаниями простой модели химической эволюции (которая основана на предположении замкнутости системы), связывающими «наработанные» металлы с оставшимся после звездообразования газом очень простой формулой:

$$Z = y \ln \frac{1}{\mu}.$$

Здесь  $Z$  — массовая доля тяжелых элементов в газе;  $\mu$  — доля газа в полной барионной массе галактики, а вот коэффициент пропорциональности  $y$ , называемый «выходом», вполне уверенно рассчитывается из известной скорости ядерных реакций в недрах массивных звезд. В частности, теория предсказывает, что для обилия кислорода, при нормальном звездообразовании со стандартной начальной функции масс Солпитера, выход для кислорода  $y_O = 0.0074$  [10]. Ван Зее и Хайнес исследовали большую выборку карликовых неправильных галактик [11], измерили и содержание кислорода в газе, и барионную массу в газовой форме, и посмотрели корреляцию. Прямая пропорциональная зависимость есть! Но только у трети всех карликовых галактик наклон этой корреляции согласуется с теоретическим предсказанием  $y_O = 0.0074$ ; остальные две трети показывают выход в три-четыре раза ниже. В принципе понизить выход кислорода от эволюции массивных звезд можно двумя способами: можно все время разбавлять газ галактики внешним газом с пониженной металличностью, как это предлагается для диска Млечного Пути, а можно с помощью галактического ветра сразу отправлять «выхлоп» — продукт эволюции массивных звезд — за пределы галактики, выстреливая в него энергию через «обратную связь». Авторы [11] внимательно посмотрели на свою выборку и отметили: чем меньше доля газа в галактике, тем сильнее ее «выход» отличается от теоретически предсказанного. Значит, все дело в галактическом ветре, который уносит газ! Ведь аккреция газ бы только добавляла...

В результате у теоретиков отстоялась такая схема эволюции металличности и барионного содержимого галактики (рис. 2). Газовое содержимое галактики пребывает примерно постоянным. Снаружи все время притекает новый холодный газ, внутри галактики он «тратится» на образование новых звезд, а часть газа потом нагревается молодыми массивными звездами и покидает галактику. И все это находится в примерном равновесии: сколько газа за год прибыло — столько истратилось за год на формирование молодых звезд минус потери из-за «обратной связи». Поскольку в такой схеме и приток, и отток газа пропорциональны темпам звездообразования (первый — потому что питает звездообразование, второй — потому что именно нагрев от продуктов звездообразования дает энергию для ухода газа), новые модели «открытой галактики» вполне описываются такими же простыми уравнениями, как и древняя модель «закрытого ящика» (closed-box). И даже дают аналитические решения, включающие в правой части уравнения все ту же долю газа в барионной массе и выход тяжелых элементов в процессе ядерных реакций в звездах [12].

## Ветер мы видим, а где же аккреция?

Теперь главный наблюдательный вопрос относительно эволюции галактик: что же служит этим постоянным источником аккреции внешнего газа?

Собственно, сейчас предлагается три варианта ответа на этот вопрос, и два из них не подтверждены наблюдениями, но очень нравятся теоретикам-космологам. Итак: «горячая

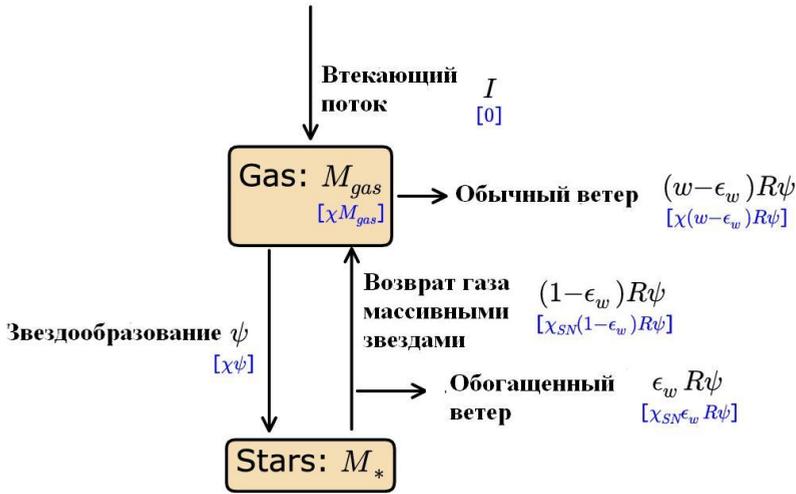


Рис. 2. Схема эволюции галактики с постоянно текущим звездообразованием, адаптирована из статьи [12]

аккреция», «холодная аккреция» и взаимодействие и поглощение мелких спутников.

Горячую аккрецию космологи предлагали еще на заре торжества  $\Lambda$ CDM-модели, когда формирование галактик казалось простым и очевидным последствием гравитационного сгущивания темной материи [13]. Действительно, темное гало коллапсирует по Джинсу под действием собственной гравитации и гравитационной неустойчивости. Барioniов во Вселенной в среднем в 5–6 раз меньше, чем темной материи, но они подчиняются гравитации; следовательно, они должны вместе с темной материей обособиться в гравитационно связанное гало, распределиться по всему его объему и в конце концов прийти в вириальное равновесие с гало. Темное гало галактики среднего размера, типа Млечного Пути, имеет массу  $10^{12}$  масс Солнца; такой массе соответствует вириальная температура  $10^6$  К. То есть вириализованный газ со сфероидальным распределением будет горячим. И он должен излучать в рентгене! Он должен излучать, остывать и осаждаться в потенциальную яму — в диск галактики. Простая и логичная схема. Но при внимательном рассмотрении она оказалась малорабочей. Во-первых, наблюдения не показывают рентгеновских гало у спиральных галактик. У эллиптических галактик рентгеновские гало наблюдаются, а у спиральных *такой же массы* — нет! Кроме того, и теория протестует: оценка времени остывания при реальных плотностях и механизмах тепловой неустойчивости дает слишком длинные времена аккреции, бывшего горячего газа даже теоретически не хватает для поддержания текущего звездообразования в реальных спиральных галактиках ближней Вселенной. Некоторую надежду дает недавняя серия работ итальянской группы под руководством Фратернали, начиная с публикации их основной идеи в 2010 г. [14]. Они удачно скомбинировали галактический ветер и внешнюю аккрецию. Идея такая: во время интенсивного звездообразования в дисках спиральных галактик галактический ветер выносит в гало сгустки теплого газа (уже с солнечной металличностью). Эти сгустки летят по баллистическим траекториям, чтобы потом снова упасть в диск галактики. Но по дороге они захватывают своей гравитацией в кильватер еще немного горячего газа из гало (а вот у этого газа металличность нулевая), и он в полете остывает. В результате в диск падает больше холодного газа, чем вылетело, и у упавшего газа будет пониженная металличность. Отличная идея! Осталось согласовать с наблюдениями баланс: сколько газа вылетает в «фонтанах» из диска, сколько вылетевшие сгустки могут загрести из гало (при

наблюдаемых оценках, или верхних пределах на плотность горячего газа в гало) и хватит ли этого для поддержки текущего звездообразования. По слухам, для Млечного Пути там баланс на пределе, но есть... Вся схема горячей аккреции на Млечный Путь представлена на рис. 3.

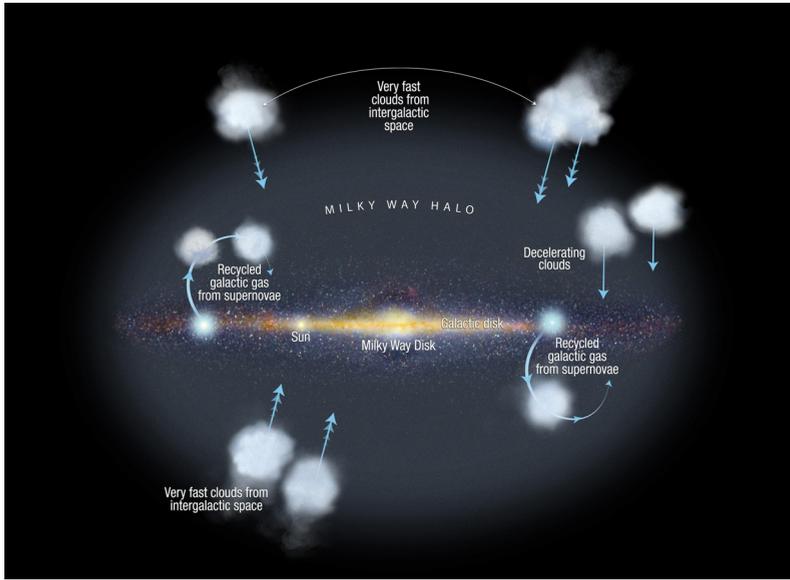


Рис. 3. Представления художника о горячей аккреции газа на диск Млечного Пути. За рисунок спасибо NASA, ESA и A. Feild (STScI)

Идея «холодной аккреции» тоже родилась у космологов, но чуть позже; и не все космологи пока ее принимают. «Холодную аккрецию» первичного газа (то есть в нем металличность в идеале может быть нулевой) предложил Авишай Декель в 2006 г., вот здесь про нее можно почитать подробнее [15]. Идея такая: в процессе гравитационного сгущивания темной материи формируется крупномасштабная структура Вселенной, состоящая из крупных узлов — массивных гало, и связывающих эти узлы филаментов (в форме веревочек). В принципе первичный газ может остывать и внутри филаментов, а уже потом вдоль филаментов натекает под действием гравитации на узловое гало, в центре которых проживают галактики. Если аккреция из филамента дотягивается до внешнего края галактического диска, такая аккреция очень плодотворна: она приносит не только дополнительную массу газа для звездообразования, но и дополнительный орбитальный момент, который крайне необходим спиральным галактикам для надстройки внешнего диска (рис. 4). Наблюдательные оценки [16] требуют, чтобы момент дисков спиральных галактик за последние 8 млрд лет вырос в 20–50 раз! А где ж взять этот дополнительный момент, как не из холодного газа, натекающего из филаментов, то есть не сверху—снизу, как при горячей аккреции, а с одного фиксированного направления? Эта замечательная идея нравится наблюдателям даже больше, чем теоретикам. Теоретики ворчат: филамент действительно донесет свой холодный газ до границы темного гало (радиус — 200 кпк), но пока он будет дальше добираться до границы диска галактики (радиус — 20 кпк) через горячий газ гало, он прогреется насквозь и рассосется по всему объему гало. Он не может донести свой момент до реального диска галактики! Но наблюдателям так нравится идея холодной аккреции, что они усердно ищут эти самые филаменты с холодным газом в наблюдениях. Намеки на успех поисков уже есть, но решающих свидетельств пока нет.

И наконец, то, что мы реально видим в наблюдениях: гравитационное взаимодействие

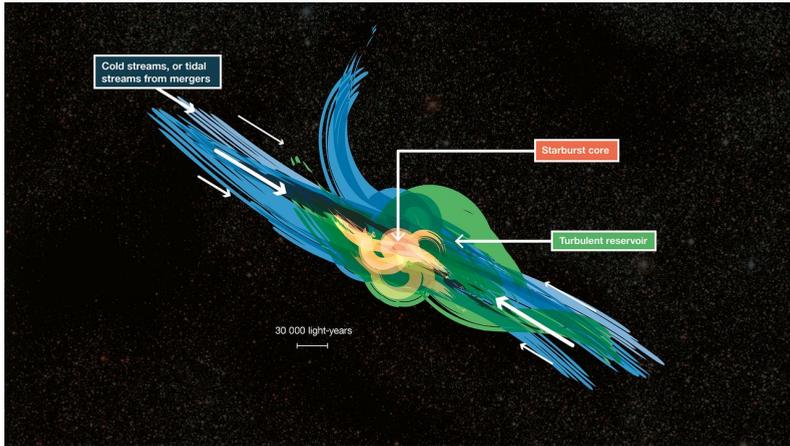


Рис. 4. Представления художника о холодной аккреции газа на диск галактик. Натекание должно быть строго в плоскости диска, чтобы галактика унаследовала момент внешнего потока на 100 %! За рисунок снова спасибо NASA и ESA Gallery

с соседями, вплоть до поглощения малых спутников, это тоже вполне реальный способ получить дополнительный холодный газ со стороны, может быть, даже более реальный, чем горячая и холодная аккреция.



Рис. 5. Взаимодействующая пара галактик NGC 1409 и NGC 1410: на картинке Хаббловского космического телескопа отлично видно, как газ перетекает с одной галактики на другую.

Правда, на этот раз с полярного направления по отношению к ориентации диска.

Спасибо NASA и William C. Keel

По крайней мере, обмен газом во время гравитационного взаимодействия реально наблюдается (рис. 5 и 6). Но тут мы снова упираемся в вопрос баланса: ведь газом нужно снабжать *все* спиральные галактики, не только явно взаимодействующие, и хватит ли запасов карликовых спутников, чтобы поддерживать наблюдаемые темпы звездообразования

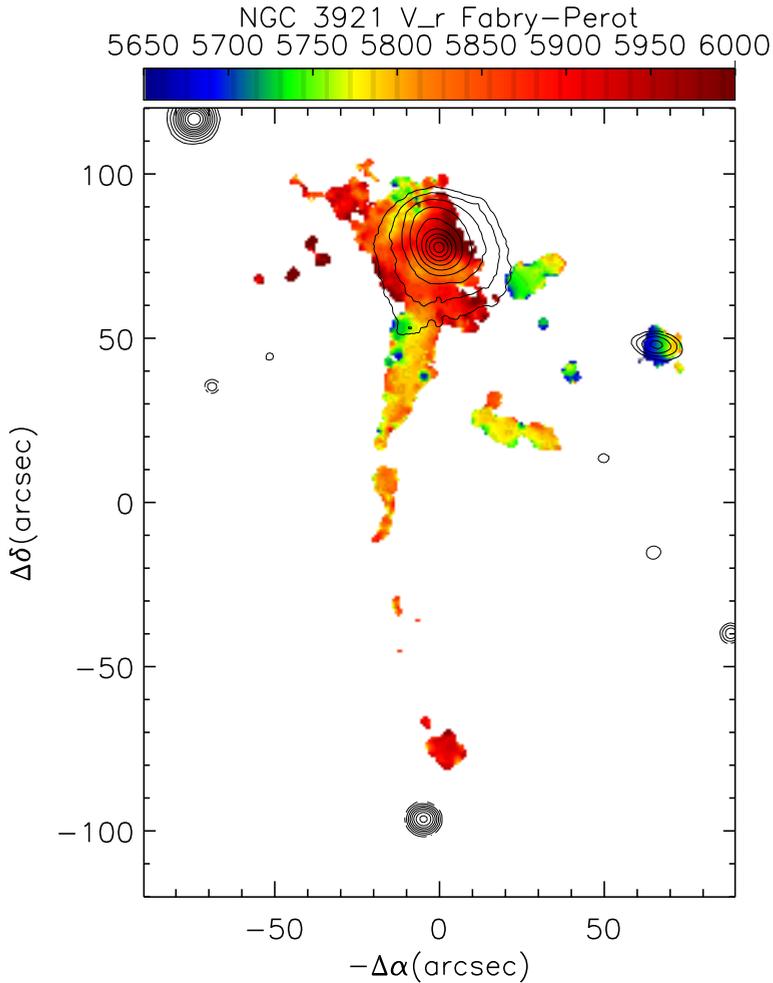


Рис. 6. А это уже наши данные со сканирующего интерферометра Фабри–Перо 6-метрового телескопа САО РАН: на центральную галактику группы NGC 3921 справа текут два потока газа из двух спутников. Нижний приливной рукав, вероятно, наоборот — газ, выброшенный NGC 3921, он достанется кому-то другому. Цветом показаны лучевые скорости ионизованного газа, измеренные по эмиссии  $\text{H}\alpha$ , изофоты — это красный континуум, обозначающий положения центров галактик (и звезд) [17]

в ближней Вселенной? Вот, например, известный голландский радиоастроном Санчизи и соавторы, много наблюдавшие близкие галактики в линии 21 см нейтрального водорода на интерферометре WSRT, подсчитали запасы нейтрального водорода в окологалактической среде, включающей спутники и видимые газовые протяженные резервуары (такие тоже встречаются, см., например, наше исследование пары галактик IC 719 и IC 718, погруженной в общий протяженный диск HI [18, 19]), и пришли к выводу, что окологалактического нейтрального водорода не хватает раз в 5 [20]. Все-таки нужны космологические филаменты. С другой стороны, окологалактический газ может быть многофазным, и скорее всего так и есть. То есть далеко не весь объем газа можно увидеть в линии 21 см. В общем,

вопрос сложный и требует дальнейших разнообразных наблюдательных исследований.

А пока мы можем повторить вслед за Франсуа Ларошфуко, заменив «истинную любовь» на «аккрецию внешнего газа»: это то, о чем все говорят, но то, чего еще никто не видел.

## Библиографические ссылки

- [1] *Jeans J. H.* The Stability of a Spherical Nebula // Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A. — 1902. — Vol. 199. — P. 1–53.
- [2] *Eggen O. J., Lynden-Bell D., Sandage A. R.* Evidence from the motions of old stars that the Galaxy collapsed. // Astrophys. J. — 1962. — Vol. 136. — P. 748.
- [3] *Larson R. B.* A model for the formation of a spherical galaxy // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1969. — Vol. 145. — P. 405.
- [4] *Twarog B. A.* The chemical evolution of the solar neighborhood. II — The age-metallicity relation and the history of star formation in the galactic disk // Astrophys. J. — 1980. — Vol. 242. — P. 242–259.
- [5] *Larson R. B.* Infall of Matter in Galaxies // Nature. — 1972. — Vol. 236, № 5340. — P. 21–23.
- [6] *Tosi M.* The effect of metal-rich infall on galactic chemical evolution // Astron. Astrophys. — 1988. — Vol. 197, № 1–2. — P. 47–51.
- [7] *Bigiel F., Leroy A., Walter F. et al.* The Star Formation Law in Nearby Galaxies on Sub-Kpc Scales // Astron. J. — 2008. — Vol. 136, № 6. — P. 2846–2871. 0810.2541.
- [8] *Bigiel F., Leroy A. K., Walter F. et al.* A Constant Molecular Gas Depletion Time in Nearby Disk Galaxies // Astrophys. J. Lett. — 2011. — Vol. 730, № 2. — P. L13. 1102.1720.
- [9] *Tacconi L. J., Genzel R., Sternberg A.* The Evolution of the Star-Forming Interstellar Medium Across Cosmic Time // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 2020. — Vol. 58. — P. 157–203. 2003.06245.
- [10] *Meynet G., Maeder A.* Stellar evolution with rotation. VIII. Models at  $Z = 10^{-5}$  and CNO yields for early galactic evolution // Astron. Astrophys. — 2002. — Vol. 390. — P. 561–583. astro-ph/0205370.
- [11] *van Zee L., Haynes M. P.* Oxygen and Nitrogen in Isolated Dwarf Irregular Galaxies // Astrophys. J. — 2006. — Vol. 636, № 1. — P. 214–239. astro-ph/0509677.
- [12] *Ascasibar Y., Gavilán M., Pinto N. et al.* Understanding chemical evolution in resolved galaxies — I. The local star fraction-metallicity relation // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2015. — Vol. 448, № 3. — P. 2126–2134. 1406.6397.
- [13] *Baugh C. M., Cole S., Frenk C. S.* Evolution of the Hubble sequence in hierarchical models for galaxy formation // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1996. — Vol. 283, № 4. — P. 1361–1378. astro-ph/9602085.
- [14] *Marinacci F., Binney J., Fraternali F. et al.* The mode of gas accretion on to star-forming galaxies // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2010. — Vol. 404, № 3. — P. 1464–1474. 1001.2446.
- [15] *Dekel A., Sari R., Ceverino D.* Formation of Massive Galaxies at High Redshift: Cold Streams, Clumpy Disks, and Compact Spheroids // Astrophys. J. — 2009. — Vol. 703, № 1. — P. 785–801. 0901.2458.
- [16] *Renzini A.* On the angular momentum history of galactic discs // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2020. — Vol. 495, № 1. — P. L42–L45. 2003.10912.

- [17] *Sil'chenko O., Moiseev A. V., Smirnova A., Uklein R.* S0 Galaxies: Outer Gas Accretion through Tidal Interaction and Minor Merging // *Galaxies*. — 2023. — Vol. 11, № 6.
- [18] *Katkov I. Yu., Sil'chenko O. K., Afanasiev V. L.* Lenticular Galaxy IC 719: Current Building of the Counterrotating Large-scale Stellar Disk // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 769, № 2. — P. 105. 1304.3339.
- [19] *Grossi M., di Serego Alighieri S., Giovanardi C. et al.* The Hi content of early-type galaxies from the ALFALFA survey. II. The case of low density environments // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 498, № 2. — P. 407–417. 0903.0602.
- [20] *Sancisi R., Fraternali F., Oosterloo T., van der Hulst Th.* Cold gas accretion in galaxies // *Astron. Astrophys. Rev.* — 2008. — Vol. 15, № 3. — P. 189–223. 0803.0109.

## ДИССИПАЦИЯ ПОЛЯ И ЭФФЕКТ ПАРКЕРА В ДИНАМИКЕ ВСПЫШЕЧНОГО МАГНИТНОГО ЖГУТА НА СОЛНЦЕ

А. А. Соловьев, О. А. Королькова

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

Обсуждается структура и динамика бессилового магнитного жгута, расположенного горизонтально в солнечной атмосфере и представляющего собой вершину слабоизогнутой магнитной петли, основания которой закреплены в фотосфере. По мере выхода магнитного жгута в разреженную солнечную атмосферу внешнее давление, предохраняющее жгут от бокового расширения на бесконечность, непрерывно падает и при некотором его предельном значении продольное магнитное поле жгута обращается в нуль на поверхности смены знака электрических токов. Это ведет к неограниченному росту азимутального электрического тока в окрестности этой поверхности и служит триггером для возбуждения плазменной неустойчивости, появления аномального сопротивления с последующим вспышечным выделением энергии и генерацией супердрейсеровских электрических полей в элементах тонкой магнитной структуры с поперечным радиусом 100–200 км. Обсуждается квазипериодический режим вспышечного энерговыделения в скрученном жгуте-петле, обусловленный переносом азимутального поля альвеновскими волнами из ног петли к вершине, к области диссипации поля, где скручивающий момент минимален (эффект Паркера).

## FIELD DISSIPATION AND PARKER'S EFFECT IN DYNAMICS OF FLARING MAGNETIC FLUX ROPE

A. A. Solov'ev, O. A. Korolkova

*Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, Saint-Petersburg*

The structure and dynamics of a force-free magnetic rope located horizontally in the solar atmosphere and representing the top of a weakly curved magnetic loop, the bases of which are fixed in the photosphere, have been studied. As the magnetic flux rope enters the rarefied solar atmosphere, the external pressure, which protects the rope from lateral expansion to infinity, continuously drops and at a certain limiting value, the longitudinal magnetic field of the rope becomes zero on the surface of the change in sign of the electric currents. This leads to an unlimited increase in the azimuthal electric current in the vicinity of this surface and serves as a trigger for the excitation of plasma instability, the appearance of anomalous resistance, followed by a flare energy release and the generation of super-Dreicer electric fields in elements of a fine magnetic structure with a transverse radius of about 100–200 km. Such strong electric fields can accelerate charged particles up to hundreds of MeV over a path of several thousand km. The regime of quasi-periodic oscillations of flare energy release in such a twisted rope-loop is discussed. It is caused by the transfer of the azimuthal field by Alfvén waves from the legs of the loop to the top, to the field dissipation region, where the twisting moment (torque) is minimal (Parker's effect). A mechanism is proposed for the precipitation of accelerated particles from a loop magnetic trap upon entering the heliosphere.

## Введение

При обсуждении природы солнечных вспышек на первый план выходит проблема их энергетики (до  $10^{32}$  эрг и более). Очевидно, в них выделяется свободная магнитная энергия, запасенная в компактно локализованных и сильных магнитных полях, с напряженностью не менее чем несколько сотен гаусс. Но в разреженной солнечной атмосфере такие поля с необходимостью должны быть **бессиловыми** магнитными конфигурациями, т. е. подчиняться уравнению  $[\nabla \times B] = \alpha B$ , где  $\alpha$  — некоторая псевдоскалярная функция координат. Согласно условию соленоидальности магнитного поля ее значение должно сохраняться вдоль магнитной силовой линии:  $\nabla \alpha \cdot B = 0$ . Электрические токи в таких конфигурациях также текут вдоль магнитных силовых линий.

Обычно вспышечные явления на Солнце объясняются пересоединением магнитных силовых линий [1] в корональных конфигурациях со сложной топологией поля. Количество таких работ исчисляется сотнями, если не тысячами. К сожалению, теоретическое моделирование трехмерного магнитного пересоединения в солнечной плазме встречает большие трудности, поскольку токовый слой оказывается чрезвычайно неустойчивым, он очень быстро турбулизуется, распадаясь на отдельные магнитные острова и яркие горячие точки. Вследствие этого токовый слой теряет свою правильную, регулярную магнитную структуру и вовлечение в него все новых магнитных потоков за счет бокового втекания их в слой быстро нарушается. По этой причине бывает невозможно теоретически получить из модели пересоединения надежные оценки как общей энергии вспышки, так и общего количества ускоренных частиц в разных диапазонах спектра.

В последнее время существенный прогресс в понимании физической природы вспышек достигнут группой *Fleishman et al.* [2, 3]. По анализу гиротронного радиоизлучения корональных вспышек они показали, что выделение энергии во вспышке происходит не за счет вовлечения со стороны все новых магнитных потоков с последующим их пересоединением в узком токовом слое, а благодаря уменьшению напряженности магнитного поля непосредственно в области вспышки, *in situ*! Скорость убывания магнитного поля в области вспышечного выделения энергии у них получилась около  $-5$  Гс/с, а величина индуцируемых электрических полей оказалась на 5–6 порядков выше дрейсеровского поля, т. е. того электрического поля, при котором электрическая сила, ускоряющая заряды, сравнивается с силой трения, обусловленной кулоновскими столкновениями. Этим они и объясняют ту чрезвычайную эффективность действующих в солнечных вспышках ускорителей, когда практически все заряженные частицы выметаются из области вспышки [3]. В развиваемых нами моделях вспышки мы ориентируемся именно на эти пионерские результаты, полученные, что важно, не из теоретических соображений, а наблюдательными средствами. Мы полагаем, что вспышечное энерговыделение возможно не только за счет магнитных пересоединений, которые действительно неизбежны, когда происходит контакт разнонаправленных магнитных потоков, но и в отдельных скрученных магнитных петлях-жгутах, если плотность внутренних электрических токов в них достаточно велика. В основе наших моделей лежит представление о возбуждении плазменной ионно-звуковой неустойчивости в магнитном жгуте при достижении в нем критической плотности электрического тока, когда дрейфовая скорость электронов превысит скорость ионного звука. Такие условия создаются в жгутах с достаточно сильным магнитным полем при быстром выходе их в разреженные корональные слои, где давление внешнего поля, удерживающего жгут от бокового расширения, уменьшается до некоторого критического уровня. Эти эффекты описаны нами в работах [4–8].

# Экранированность токов в плазменных магнитных жгутах

Это фундаментальный электродинамический эффект, который до сих пор не осознан в должной мере. Дело в том, что магнитные поля, возникающие и исчезающие в фотосфере Солнца на малых временах (часы, сутки, десятки суток), являются сугубо локальными образованиями. Для каждого из них можно мысленно выбрать такой замкнутый контур, в точках которого магнитное поле изучаемого объекта (пятна, факелы, волокна, петли) заведомо отсутствует. Магнитное поле, вышедшее на поверхность Солнца, может распространяться в окружающее пространство только двумя способами: 1) механическим расталкиванием в стороны окружающей плазмы за счет магнитного давления, без проникновения нового магнитного поля внутрь ее подвижных элементов и 2) проникновением в окружающую среду за счет магнитной диффузии. Второй способ не играет сколь-либо существенной роли, поскольку скорость диффузии, обусловленная омическими потерями электрических токов в высокопроводящей космической плазме, обычно очень низка и толщина скин-слоя оказывается поэтому ничтожно мала по сравнению с характерными размерами исследуемого активного образования. Согласно известной формуле  $\tau = 4\pi\sigma c^{-2}\delta^2$ , связывающей между собой толщину скин-слоя  $\delta$  и характерное время процесса  $\tau$ , в условиях солнечной фотосферы при проводимости (по Каулингу) ее плазмы  $\sigma = 10^{12}$  (в ед. CGS — обратных секундах,  $c^{-1}$ ) и характерном времени  $10^5$  (1 сутки) глубина слоя проникновения поля в окружающую плазму составит всего 30 км. В короне эта величина окажется еще меньше за счет быстрого роста температуры и соответственно проводимости плазмы с высотой.

Таким образом, магнитные поля активных областей на Солнце, выходя в фотосферу и более высокие слои солнечной атмосферы, просто механически расталкивают окружающую плазму (вместе с замороженным в нее внешним по отношению к всплывающему объекту магнитным полем), быстро расширяясь и ослабляясь по мере своего подъема вверх. При этом всегда сохраняется достаточно резкая граница между образовавшейся новой магнитной структурой и ее внешним окружением. Плазма этого внешнего окружения, как правило, также имеет свое, прежде в ней существовавшее магнитное поле, которое деформируется по мере «расталкивания» окружающей среды более сильным всплывающим и расширяющимся новым потоком, но это именно ВНЕШНЕЕ магнитное поле, которое не перемешивается механически с полем всплывающего элемента вследствие малости эффектов омической диффузии. Тонкая подвижная граница между всплывающим новым потоком и его окружением обычно находится на периферии объекта, в области довольно слабых полей и, как правило, никак не отслеживается наблюдательными средствами. Для этого необходима постановка особой наблюдательной задачи, что практически никогда не делается. Но сам факт существования такой границы несомненен.

Если внешнее магнитное поле достаточно слабое или отсутствует вовсе, то, проводя произвольно выбираемый замкнутый контур через точки этой внешней среды, мы получаем, согласно уравнению Ампера,  $rot\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j} \Rightarrow \oint \mathbf{B}d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \int_s \mathbf{j}ds = \frac{4\pi}{c}I$ , которое связывает между собой циркуляцию магнитного поля по произвольно выбираемому замкнутому контуру с полным электрическим током, охваченным этим контуром, что данный ток равен нулю:  $I = 0$ . В этом и заключается эффект экранировки электрических токов в высокопроводящей космической плазме. Если вдоль оси магнитной силовой трубки, скрученной на торцах, электрический ток течет в одну сторону, то на ее периферии, где азимутальное поле падает с расстоянием от оси заведомо быстрее, чем по закону  $1/r$ , продольный электрический ток будет иметь противоположное направление, так что полный ток через сечение магнитного жгута обратится в нуль (рис. 1). Такие скрученные магнитные трубки, «плавающие в океане» высокопроводящей космической плазмы, и называют магнитными жгутами.

Свойство экранированности электрических токов в плазме само по себе давно и хорошо осознано в космической электродинамике еще в 40-х гг. 20-го в., когда обсуждались проблемы, связанные с тем, что крупномасштабные электрические токи в космической плазме, не будь они экранированы, обладали бы огромной самоиндукцией и характерные времена их изменения измерялись бы не часами и сутками, а миллионами и миллиардами лет. В более позднее время этот эффект, в частности, детально обсуждался в книгах и статьях Паркера [9–11], а в своей последней книге [10] он посвятил критике модели так называемых токовых контуров (комбинации неэкранированных токов в плазме) отдельный параграф и диагностировал данный подход как научную катастрофу (“scientific calamity”) и интеллектуальное помешательство (“intellectual derailment”). Интересно отметить, что важное для космической электродинамики значение экранированности электрических токов в плазме было особо подчеркнуто в обзоре известного физика-плазменщика Кадомцева [12], где им даже приведен соответствующий рисунок локального замыкания токов в неоднородно закрученной магнитной силовой трубке.

К сожалению, авторитетные и физически обоснованные, исчерпывающе ясные высказывания Паркера и Кадомцева никак не помогли исправить ситуацию. При описании динамики магнитных жгутов на Солнце до сих пор во многих работах сохраняется инерция «лабораторного» подхода, при котором подразумевается, что вокруг каждого квазистационарного тока в космической плазме со скоростью света автоматически устанавливается и каким-то образом поддерживается во всем окружающем пространстве внешнее потенциальное магнитное поле (т. е. вокруг такого «провода» в плазме имеется «дальнодействующая» магнитная «оплетка», в которой потенциальное азимутальное поле падает медленно, как  $1/r$ ). Этот процесс формирования вокруг провода с током внешней магнитной «оплетки», как известно из элементарной физики, действительно имеет место при протекании квазипостоянного тока по проводнику (проводу), находящемуся в вакууме (или в диэлектрике, воздухе), где электромагнитное поле может беспрепятственно распространяться в пространстве со скоростью света, но он совершенно исключен в плазме, где наибольшая скорость распространения относительно медленных (описываемых в рамках МГД) возмущений ограничена скоростью «быстрой магнитозвуковой волны» (корень квадратный из суммы квадратов альвеновской и звуковой скоростей), а скорость проникновения самого магнитного поля в окружающую плазму — очень низкой скоростью омической диффузии (см. выше). На рис. 1, где изображен слабо изогнутый горизонтальный жгут, нельзя устремлять  $r_0 \rightarrow a$ , т. е. представлять обратный ток как ток, протекающий в бесконечно тонком поверхностном слое. Область, занятая бессильным магнитным полем, в каждой точке которой отличны от нуля плотность тока и электрическое поле, **не может** напрямую контактировать с областью, занятой потенциальным полем, в которой  $j = 0$  и  $E = 0$ . На такой границе электрическое поле будет испытывать скачок, что запрещено законом индукции Фарадея:  $E_{t,1} = E_{t,2}$ . Всегда  $r_0 < a$ , и переходный слой между поверхностью смены знака тока (CIS) и границей жгута  $r = a$  имеет конечную толщину. В этом слое электрический ток и бессильный параметр  $\alpha$  плавно убывают до нуля, а продольное магнитное поле жгута также плавно переходит во внешнее магнитное поле  $\mathbf{V}_{ex}$ , которое обеспечивает боковое равновесие жгута.

## Горизонтальный магнитный жгут

Рассмотрим равновесие горизонтального магнитного волокна в плоской гидростатической атмосфере при наличии однородного поля силы тяжести  $\mathbf{g}$  (рис. 1). Предполагаем трансляционную симметрию — инвариантность относительно произвольных смещений вдоль одной из координат. В декартовых координатах  $x$ ,  $y$ ,  $z$  это ось  $z$ , как и в цилиндрической модели [9], ось  $x$  направим поперек волокна, а ось  $y$  — вертикально вверх. Расстояния

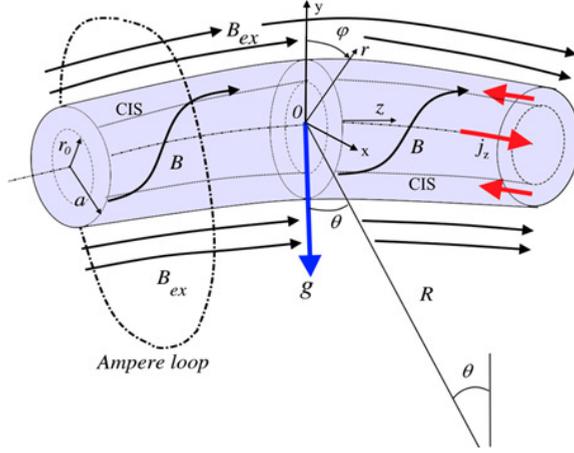


Рис. 1. Экранированный магнитный жгут — вершина слабоискривленной магнитной петли (радиус поперечного сечения жгута много меньше радиуса его изгиба:  $a \ll R$ ), выходит в корону, а основания петли закреплены в фотосфере. Экранирование тока означает:

$I = \frac{c}{4\pi} \int_0^\infty j_z 2\pi r dr = \frac{c}{2} \int_0^\infty \frac{d}{dr} (r B_\phi) dr = \frac{c}{2} r B_\phi|_0^\infty = 0$  — наличие магнитной поверхности радиуса  $r_0$ , на которой плотность электрического тока меняет свой знак (current inversion surface — CIS).

Показаны декартова  $(x, y, z)$  и цилиндрическая  $(r, \phi, z)$  системы координат.

$\mathbf{B}\{0, B_z(r), B_\phi(r)\}$  — вектор напряженности магнитного поля в жгуте,  $\mathbf{B}_{ex}$  — внешнее поле,  $\mathbf{g}$  — ускорение силы тяжести,  $\theta$  — угол между вертикалью и направлением на центр кривизны магнитной петли. Пунктирная кривая, охватывающая жгут, — амперова петля. По ней рассчитывают циркуляцию магнитного поля в уравнении индукции

по  $y$  отсчитываем вверх от уровня фотосферы. Сила тяжести:  $\mathbf{F}_g = -\rho(y)g\mathbf{e}_y$ , где  $\rho$  — плотность газа, и уравнения идеальной магнитной гидростатики примут вид

$$\frac{1}{4\pi} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \nabla P - \rho g \mathbf{e}_y = 0, \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$P = \rho \mathcal{R} T \mu^{-1}. \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{B}$  — индукция (напряженность) магнитного поля,  $P$  и  $T$  — давление и температура газа соответственно,  $\mu$  — средняя молярная масса газа. Уравнение (1) дает баланс сил в равновесной системе, уравнение (2) определяет соленоидальный характер поля, а уравнение (3) — состояние идеального газа. Система (1)–(3) неполна: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, которое для солнечной плазмы имеет сложный вид и аналитическому решению не поддается, поэтому в магнитной гидростатике некоторые зависимости следует задавать дополнительно. Здесь основной является именно проблема равновесия системы [4–6, 13]: если в модели долгоживущего активного солнечного объекта (пятна, факела, волокна и т. п.) получены распределения плазмы и магнитного поля, близкие к наблюдаемым, то очевидно, что перенос энергии в нем не нарушает существенно полученного равновесия, иначе время жизни объекта было бы очень мало. Магнитное поле волокна задаем потоковой функцией:

$$A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx. \quad (4)$$

С ее помощью компоненты поля определяются так, что (2) выполняется автоматически:

$$B_y = \frac{\partial A}{\partial x}, B_x = -\frac{\partial A}{\partial y}. \quad (5)$$

С использованием потоковой функции  $A$  система (1)–(2) сводится к виду

$$\frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}, \quad (6)$$

$$\rho(x, y) = -\frac{1}{g(y)} \frac{\partial P(A, y)}{\partial y}. \quad (7)$$

Уравнение (6) есть уравнение типа Грэда — Шафранова [14]. Его правая часть содержит производные не по координатам, а по функции  $A$ . С учетом силы тяжести  $\mathbf{g}$  давление газа в волокне зависит не только от  $A$ , но и от вертикальной координаты  $y$ . Уравнение равновесия (6) удобнее представить в интегральном виде. Интегрируя его по переменной  $A$  при фиксированной координате  $y$ , мы можем выразить давление газа через функцию  $A$  и ее производные, затем из уравнения (7) можно найти плотность газа и, наконец, из уравнения (3) определить температуру газа. Таким образом, по известной магнитной структуре можно полностью рассчитать распределение плазмы в равновесной конфигурации плазмы и поля. Интегрирование (6) от точки  $x^*$ , расположенной далеко от оси системы, до некоторой точки внутри конфигурации, где  $A = A(x, y)$ , дает [4, 5, 13]:

$$P(x, y) = P_{ex}(y) - \frac{B_z^2(A) - B_z^2(A^*)}{8\pi} - \frac{1}{8\pi} \left[ \left( \frac{\partial A}{\partial x}(x) \right)^2 - \left( \frac{\partial A}{\partial x}(x^*) \right)^2 + 2 \int_{x^*}^x \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx \right]. \quad (8)$$

Здесь  $P(x^*, y) \equiv P_{ex}(y)$  — гидростатическое внешнее давление газа в солнечной атмосфере [15]. Плотность газа

$$\rho(x, y) = \rho_{ex}(y) + \frac{1}{8\pi g(y)} \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int_{x^*}^x \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} dx \right) - 2 \frac{\partial A}{\partial y} \Delta A \right]. \quad (9)$$

Функцию потока для рассматриваемого волокна зададим в виде [7]

$$A(x, y) = B_0(2nk)^{-1} [k^2 x^2 + k^2(y - y_0)^2 + 1]^{-n} - B_0 b y. \quad (10)$$

При этом компоненты магнитного поля имеют вид

$$\begin{aligned} B_y &= \frac{\partial A}{\partial x} = \frac{-B_0 k x}{(k^2 x^2 + k^2(y - y_0)^2 + 1)^{n+1}}, \\ B_x &= -\frac{\partial A}{\partial y} = \frac{B_0 k (y - y_0)}{(k^2 x^2 + k^2(y - y_0)^2 + 1)^{n+1}} + b B_0. \end{aligned} \quad (11)$$

В выражениях (10), (11)  $B_0$  — мера индукции (напряженности) магнитного поля,  $k$  — масштабный множитель (обратная длина),  $b B_0$  — внешнее поле, направленное по оси  $x$ ,  $b$  — малая константа, определяющая напряженность этого поперечного горизонтального поля,  $n$  — некоторый положительный показатель,  $y_0$  — высота магнитной оси волокна над фотосферой. При переходе к цилиндрическим координатам азимутальное магнитное поле при  $b = 0$  равно

$$B_\phi = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = B_0 k r (1 + k^2 r^2)^{-(n+1)}, \quad (12)$$

где  $kr = \sqrt{k^2x^2 + k^2(y - y_0)^2}$  — безразмерное радиальное расстояние от магнитной оси жгута до заданной точки. Левая часть уравнения (6) после дифференцирования примет вид

$$\Delta A = B_0 k \left[ \frac{2n}{(1 + k^2 r^2)^{n+1}} - \frac{2(n+1)}{(1 + k^2 r^2)^{n+2}} \right]. \quad (13)$$

Выражение (13) зависит только от потоковой функции  $A$ , когда в ней принято  $b = 0$ . Но в правой части (6), если в ней отбросить газовое давление, также есть функция только одной переменной  $A$ :  $B_0 k \left[ \frac{2n}{(1 + k^2 r^2)^{n+1}} - \frac{2(n+1)}{(1 + k^2 r^2)^{n+2}} \right] = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA}$ . Значит, решение уравнения

$$B_0^2 \left[ \frac{2}{(1 + k^2 r^2)^{n+1}} - \frac{2(n+1)}{n(1 + k^2 r^2)^{n+2}} \right] = -\frac{dB_z^2(A)}{d((1 + k^2 r^2)^{-n})} \quad (14)$$

есть решение для продольного поля  $B_z(r)$  в бессиловом магнитном жгуте. Оно имеет вид

$$\frac{B_z(r)}{B_0} = \sqrt{G - \frac{2n}{(2n+1)(1 + k^2 r^2)^{2n+1}} + \frac{1}{(1 + k^2 r^2)^{2n+2}}}. \quad (15)$$

Здесь  $G$  — константа интегрирования, равная  $G = \frac{B_z^2(\infty)}{B_0^2} = \frac{B_{ex}^2}{B_0^2}$ ,  $B_z(\infty) \equiv B_{ex}$  — напряженность внешнего продольного поля, необходимого для удержания магнитного волокна от бокового расширения на бесконечность. Подчеркнем, что здесь внешнее по отношению к жгуту давление  $G$  вводится естественным образом, просто как постоянная интегрирования.

Рассмотрим вначале простой случай:  $n = 1$ . Вид функции (15) при  $n = 1$  и двух значениях внешнего давления, задаваемого константой  $G$ , дан на рис. 2, 3. Продольное магнитное поле резко понижается вблизи поверхности CIS, где плотность продольного тока меняет знак (рис. 2), а при уменьшении внешнего давления до определенного критического предела  $G = G_{cr}$  продольное поле достигает нуля на этой поверхности (рис. 3).

Эффект аккумуляирования продольного поля к оси жгута по отношению к внешнему полю значительно возрастает при уменьшении параметра  $n$ . На рис. 4, 5 показан ход с расстоянием от оси тех же величин, что и на рис. 2, 3, но при  $n = 0.1$ ,  $n = 0.01$  и при условии, что  $G = G_{cr}$ . Расчеты показывают, что если принять  $n = 0.001$ , то при достижении внешним давлением критического значения  $G = G_{cr}$  поле на оси составит  $B_z(0) = 1010B_{ex}$ , т. е. получается, что коэффициент усиления магнитного поля на оси жгута по отношению к внешнему полю при уменьшении показателя при малых его значениях растет примерно как  $1/n$ .

Смысл полученного эффекта сколь угодно большой концентрации поля к оси жгута состоит в том, что когда мы устремляем к нулю показатель  $n$ :  $n \rightarrow 0$ , а также отбрасываем внешнее давление,  $G \rightarrow 0$ , то получаем из формул (12) и (15) известное распределение [16], описывающее прямой однородно скрученный (шаг винта магнитной силовой линии  $p = const$ ), бессиловый магнитный жгут с неэкранированным током (net current  $I \neq 0$ ):

$$\begin{aligned} B_\phi &= B_0 \frac{kr}{1 + k^2 r^2}, \\ B_z &= B_0 \frac{1}{1 + k^2 r^2}, \\ p &= \frac{2\pi r B_z}{B_\phi} = \frac{2\pi}{k} = const. \end{aligned} \quad (16)$$

Азимутальное поле такого жгута на больших расстояниях от оси падает как поле бесконечного прямого тока по закону  $1/r$ , это поле уходит на бесконечность и, благодаря этому,

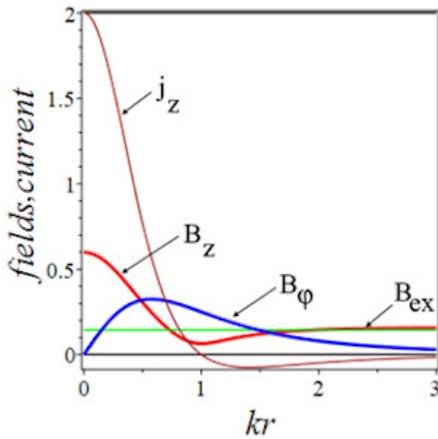


Рис. 2. Здесь  $n = 1$  и  $G = 0.025$ , функция  $B_z(r)$  достигает минимума при  $kr = kr_0 = 1$  и всюду положительна, внешнее продольное поле равно  $0.16B_0$ , магнитное поле на оси  $0.60B_0$ , что в 3.75 раза больше внешнего

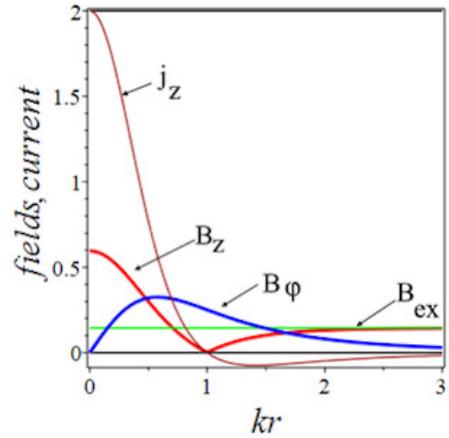


Рис. 3.  $B_z(r)$  обращается в нуль при  $G = G_{cr} = 0.020833$ , в точке  $kr = kr_0 = 1$ , где ток  $j_z$  меняет знак. Внешнее продольное поле  $B_{ex} = \sqrt{G_{cr}}B_0 = 0.144B_0$ , а на оси жгута  $B_z(0) = 0.599B_0$ , что в 4.15 раза больше внешнего

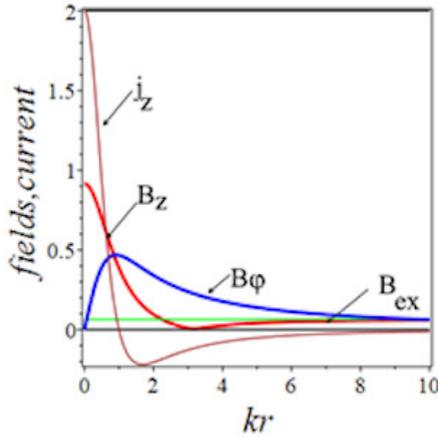


Рис. 4. Здесь  $n = 0.1$ .  $B_z(r)$  при  $G_{cr} = 0.00429$  обращается в нуль в точке  $kr = 3kr_0 = 3$ , внешнее продольное поле равно при этом  $B_{ex} = 0.065B_0$ , а поле на оси жгута составит  $B_z(0) = 0.91B_0$ , что в 14 раза больше внешнего

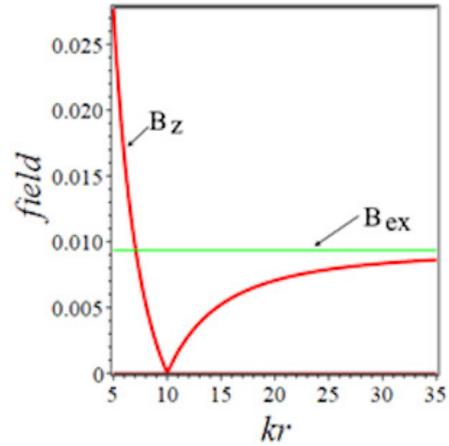


Рис. 5. Случай  $n = 0.01$ . Поле на оси волокна  $B_z(0) = 105.9B_{ex}$ . Для наглядности и сохранения масштаба при малых значениях поля здесь отчет по оси  $kr$  ведется не от нуля, а от  $kr = 5$

ни в каком внешнем силовом удержании такой жгут не нуждается. Подчеркнем, что напряженность магнитного поля на оси в модели такого прямого тока  $B_0 = B_z(0)$  ничем не ограничена, ей может быть присвоена любая величина! Конфигурация (16) есть результат

чрезмерно высокой степени идеализации: все реальные магнитные жгуты имеют конечную длину и конечный радиус поперечного сечения, на котором должно существовать внешнее давление, предохраняющее жгут от бокового расширения на бесконечность [17]. Наше решение (12), (15) позволяет при уменьшении параметра  $n$  приблизиться к идеализированной структуре (16) с сохранением тех основных физических свойств — экранирование токов и наличие внешнего давления, которые изначально не были в ней учтены.

## Электрические токи в магнитном жгуте

Плотность продольного электрического тока в волокне представлена  $j_z = -c\Delta A(4\pi)^{-1}$  на рис. 6 в единицах  $cB_0k(4\pi)^{-1}$ . Ее максимальное значение на оси при  $kr = 0$  равно 2 и не зависит, как следует из формулы (13), от величины показателя  $n$ . Как видно из рис. 6, 7, плотность прямого тока максимальна на оси жгута и падает до нуля на CIS, плотность же обратного, периферийного тока в целом очень низка, поскольку он распределен по очень большой площади и потому заметной роли в энергетике вспышки не играет. Особый интерес представляет поведение азимутального тока в жгуте:  $j_\phi = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}$ . На рис. 7 показано его разрывное поведение на поверхности, где меняют знак токи, при достижении внешним давлением минимального (критического) значения. Данный разрыв обусловлен скачком производной от  $B_z$  по  $r$  в точке  $kr = kr_0 = 1$  (рис. 2–5). Азимутальный ток достигает максимума на середине этого отрезка, при  $kr = 0.5kr_0$ , и эта его максимальная величина лишь в 2.5 раза уступает центральному максимуму тока.

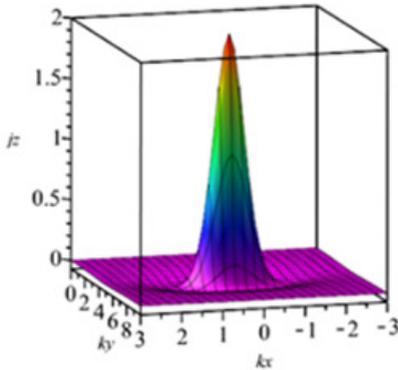


Рис. 6. Распределение плотности продольного электрического тока в волокне при  $n = 1$  на плоскости  $(kx, ky)$  в единицах  $B_0k4\pi c^{-1}$ . Отчетливо выражен эффект экранированности тока

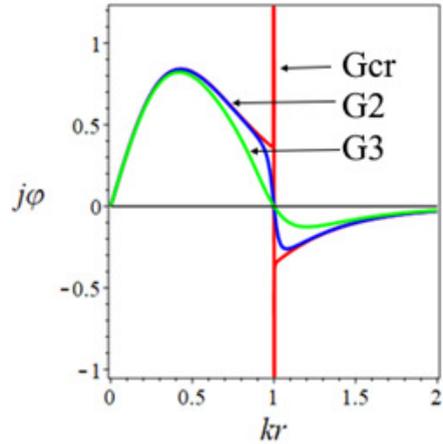


Рис. 7. Азимутальный ток  $j_\phi = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}$  терпит разрыв на поверхности инверсии знака тока при  $kr = kr_0 = 1$ , когда  $G$  падает до  $G_{cr} = 0.020833$ .  $G2 = 0.021$ ,  $G3 = 0.027$

## Толщина слоя диссипации

Введем вместо обратного масштаба  $k$  сам характерный поперечный масштаб  $\delta = k^{-1}$ :  $j_z(0, ky_0) = \frac{2cB_0}{4\pi\delta}$ . Но  $kr_0 = 1$ , значит,  $\delta = r_0$  (см. рис. 1). Плотность электрического тока

$$j = n_e e V_{dr}, \quad (17)$$

где  $V_{dr}$  — дрейфовая скорость носителей заряда, электронов. Введем отношение токовой скорости к скорости ионного звука:  $\gamma = \frac{V_{dr}}{V_{is}} = V_{dr} \left( \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}} \right)^{-1}$ , где  $M$  — средняя масса ионов. Тогда

$$\delta = \frac{c\sqrt{M}}{4\pi e\sqrt{k_B}} \cdot \frac{2B_0}{\gamma n_e \sqrt{T_e}} = 0.62 \cdot 10^{15} \frac{2B_0}{\gamma n_e \sqrt{T_e}} (CGS). \quad (18)$$

В этой формуле учтен химический состав Солнца, в котором около 70 % составляют по массе атомы водорода, 28 % — атомы гелия и 2 % — «металлы» со средним атомным весом 35. Значит,  $M = m_p(0.7 + 0.07 \cdot 4 + 0.00057 \cdot 35)/(0.77057) = 1.3m_p$  и  $\sqrt{1.3} = 1.14$ .

Рассмотрим проблему неизотермичности плазмы, возникающую вследствие джоулева нагрева в скрученной силовой трубке. Поскольку  $\delta$  пропорционально  $B_0$ , то величина джоулева нагрева на единицу объема  $Q$  **не зависит** от их отношения:

$$Q = \frac{j^2}{\sigma_{eff}} = \frac{c^2 B_0^2}{(4\pi)^2 \sigma_{eff} \delta^2} = \frac{c^2 \gamma^2 n_e^2 T_e \cdot 10^{-30}}{(4\pi)^2 \sigma_{eff} 1.54} \left( \frac{erg}{s} \right). \quad (19)$$

Если соотнести эту величину с тепловой энергией плазмы  $\varepsilon = 1.5 \cdot n_e k_B T_e$ , то получим

$$\frac{Q}{\varepsilon} = \frac{c^2 \gamma^2 n_e \cdot 10^{-30}}{(4\pi)^2 \sigma_{eff} k_B \cdot 2.3} = \frac{10^5 \gamma^2 n_e}{5 \cdot \sigma_{eff}}. \quad (20)$$

Проводимость плазмы в нижней хромосфере при полной концентрации частиц около  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  и степени ионизации  $10^{-4}$ , т. е. при  $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ , равна примерно, с учетом рассеяния на нейтралах,  $\sigma_{eff} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Подставив эти значения в (20), получим, что джоулев нагрев даже при малых начальных значениях отношения  $\gamma$  уже за несколько секунд поднимет энергию хромосферных электронов на пару порядков. Если же под эффективной проводимостью понимать ее аномально высокую величину, обусловленную ионно-звуковой неустойчивостью, то (как показано ниже)  $\sigma_{eff} \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$  и, следовательно, джоулев нагрев быстро обеспечит в зоне диссипации тока вспышечную температуру порядка  $T_e \approx 10^7 \text{ К}$ . При такой температуре и концентрации плазмы  $n_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$  характерный масштаб диссипации составит  $\delta \approx 250 \text{ км}$ , если положить  $B_0 = 3000 \text{ Гс}$ . Такой поперечный размер обеспечит высокую скорость диссипации магнитной энергии в данном магнитном волокне, но интегральная ее величина все же будет недостаточна для обеспечения общей энергетики большой вспышки вследствие малого объема самого этого волокна с радиусом сечения около 200 км.

Отсюда следует вывод, что вспышечная магнитная конфигурация должна содержать в себе не одно такое волокно, а десятки, а в отдельных случаях, возможно, и сотни подобных токовых структур. В этом случае удастся обеспечить интегральный выход энергии порядка  $10^{32} \text{ эрг}$  и более, характерный для мощных солнечных вспышек. Из наблюдений вспышечных событий, проводимых космическими обсерваториями и наземными телескопами большой апертуры, которые оснащены адаптивной оптикой, хорошо известно, что вспышечные магнитные конфигурации, как правило, имеют тонкую волокнистую структуру, т. е. состоят из множества горячих токовых волоконцев. Примеры таких многоволоконных изображений вспышечного события и последовавшего за ним эруптивного извержения даны в [18, 19].

## Диссипация тока и индуцированное электрическое поле

Основная идея жгутовых моделей вспышки состоит в том, что в ней высвобождается свободная энергия скрученного магнитного поля самого жгута через диссипацию соответствующего тока.

Магнитостатическое описание системы позволяет подвести ее в относительно медленном квазистатическом процессе (когда система последовательно проходит непрерывную последовательность равновесных состояний) к такому ее состоянию (набору параметров), при котором в магнитном жгуте окажется возможным включение плазменных неустойчивостей. С этого момента в действие вступают быстрые временные зависимости, описывающие изменение магнитного поля в петле и возбуждение в ней индукционных электрических полей. Тогда к системе уравнений (1)–(3) добавляется известное в МГД уравнение индукции, описывающее временную эволюцию поля:  $\partial \mathbf{B} / \partial t = -\text{rot}(\eta \text{rot} \mathbf{B}) + \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$ , где  $\eta = c^2(4\pi\sigma_{eff})^{-1}$  – магнитная вязкость среды. Для бессилового поля имеем

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = -\eta \alpha^2 \mathbf{B} - \eta \alpha [\nabla \alpha \times \mathbf{B}] + [\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]]. \quad (21)$$

Последний член справа имеет вид  $[\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]] = \mathbf{V} \text{div} \mathbf{B} - \mathbf{B} \text{div} \mathbf{V} = -\mathbf{B} \text{div} \mathbf{V}$ . Умножая (21) скалярно на вектор  $\mathbf{B}$  и представляя радиальную скорость, с которой может меняться поперечник жгута, как  $V_r = -\frac{r}{\tau_{din}}$ , где  $\tau_{din}$  – характерное динамическое время, а знак минус указывает на сжатие жгута, мы получим  $\frac{dB_0}{dt} = -2B_0^2 \left( \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_{din}} \right)$ , где  $\tau_s = \frac{4\pi\sigma_{eff}}{c^2\alpha^2}$  – характерное время диссипации токов. Если динамическое время в магнитном жгуте близко ко времени диссипации, то  $\frac{dB_0}{dt} = -\frac{c^2\alpha^2}{2\pi\sigma_{eff}} B_0$ . Бессилового параметр  $\alpha$  равен,  $\alpha(r) = -\frac{3F'+rF''}{4B_\phi B_z}$  [6], где  $F(r) = B_z^2 + B_\phi^2$ . Расчет зависимости  $\alpha(r)$  по этой формуле показывает, что среднее значение этой величины на отрезке  $kr$  от 0 до 1 равно  $\bar{\alpha} = 2.5\delta^{-1}$ . Тогда

$$dB_0/dt \approx -c^2 B_0 (\sigma_{eff} \delta^2)^{-1} = -B_0 \tau_s^{-1}. \quad (22)$$

Здесь  $\tau_s = \sigma_{eff} \delta (c)^{-2}$  – характерное время релаксации бессилового магнитного поля в масштабе  $\delta$ . Если  $\sigma_{eff} = 7 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$  (см. ниже формулу (25)) и  $B_0 = 2000 \text{ Гс}$ ,  $\delta = 2 \cdot 10^7 \text{ см}$ , то скорость убыли магнитного поля составит  $-6.5 \text{ Гс/с}$  в согласии с данными [2, 3]. Напряженность индуцированного электрического поля по закону Фарадея равна

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \iint_S \frac{d\mathbf{B}}{dt} ds. \quad (23)$$

По изображению на рис. 8 и закону Ома  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ , найдем  $E_z(0)L = -L \cdot \frac{\delta}{2c} \frac{dB_0}{dt}$ .

Используя формулу (23), находим  $E_z(0) = cB_0/2\sigma_{eff}\delta$ . Подставим сюда выражение (18) для  $\delta$ :

$$E(0) = \frac{cB_0}{\sigma_{eff}\delta} = \frac{cn_e\gamma\sqrt{T_e}}{2\sigma_{eff} \cdot 0.62 \cdot 10^{15}} = 2.4 \cdot 10^{-5} \frac{n_e\gamma\sqrt{T_e}}{\sigma_{eff}}. \quad (24)$$

Эффективную проводимость плазмы при развитой ионно-звуковой плазменной турбулентности можно оценить по формуле  $\sigma_{eff} = n_e e^2 / m\nu_{eff}$ , где частота соударений токовых электронов с плазмонами есть  $\nu_{eff} \approx 10^{-2} \omega_{pe} \gamma \cdot T_e / T_i$  [20]. Если положить  $T_e = 10T_i$ , то

$$\sigma_{eff} = \frac{10n_e e^2}{\gamma m \omega_{pe}} = \frac{10e\sqrt{n_e}}{\gamma\sqrt{1\pi m}} = \frac{4.5 \cdot 10^4 \sqrt{n_e}}{\gamma} (\text{с}^{-1}). \quad (25)$$

Если  $\gamma = 2$ ,  $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$ , то  $\sigma_{eff} = 7.1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Тогда

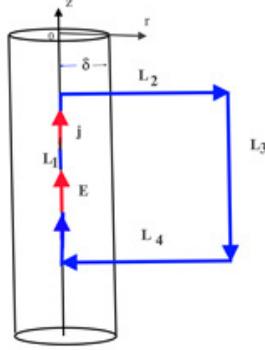


Рис. 8. Вид магнитного волокна от оси до  $r = \delta = r_0$ . Для расчета циркуляции вектора  $\mathbf{E}$  выберем контур обхода в виде прямоугольника, у которого одна длинная сторона  $L_1$  идет по оси жгута, а другая  $L_3$  — вне волокна, где продольный ток и электрическое поле равны нулю ( $L_1 = L_3 = L$ ). Поперечные участки контура  $L_2, L_4$  вклада в циркуляцию  $\mathbf{E}$  не дают. Толщина области диссипации тока равна  $\delta = r_0$

$$E(0) = 5.3 \cdot 10^{-10} \gamma^2 \sqrt{n_e T_e}. \quad (26)$$

Величина электрического поля на оси жгута для достаточно плотной и горячей магнитной петли составит:  $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 10^7 \text{ K}$ :  $E(0) = 5.3 \cdot 10^{-10} \cdot 4 \cdot \sqrt{10^{16}} = 21.3 \cdot 10^{-2} (CGS)$ . Поле Дрейсера, при котором ускоряющая частицы электрическая сила сравнивается с силой трения, обусловленной кулоновскими столкновениями, в такой же плазме оказывается на 6–7 порядков меньше:  $E_{dr} = 4\pi n_e / 49 T_e = 1.23 \cdot 10^{-8} (CGS)$ , что согласуется с данными [2, 3]. Полученное электрическое поле на оси жгута способно разогнать **свободные** заряженные частицы до сотен МэВ на пути в несколько сотен километров.

## Эффект Паркера и ход вспышечного процесса в жгуте

Перепишем (18) в виде

$$\gamma = \frac{B_0}{\delta} \frac{1}{n_e} \cdot \left( \frac{1.24 \cdot 10^{15}}{\sqrt{T_e}} \right). \quad (27)$$

Выражение в скобках содержит температуру электронов под корнем и после прогрева плазмы и возбуждения плазменной неустойчивости мало меняется. Остаются три параметра, которые могут заметно меняться в процессе вспышечного энерговыделения: отношение скоростей  $\gamma = V_{dr}/V_{is}$ , которое должно оставаться больше 1, отношение  $B_0/\delta$ , характеризующее силу электрического тока в жгуте, и концентрация носителей заряда — электронов  $n_e$ .

Прежде чем начать анализировать ход вспышечного процесса в жгуте, опишем важный эффект, обнаруженный Паркером [9]. В магнитном жгуте к каждому его поперечному сечению приложен вращающий момент [9, 16]:  $W = \frac{1}{2} \int_0^a B_z B_\phi r^2 dr$ . В состоянии равновесия этот момент, разумеется, должен быть одинаков по всей длине магнитной трубки. Паркер установил, что если какая-то часть жгута расширена, то момент  $W$  в этой ее части оказывается уменьшен. При выходе жгута в разреженную солнечную атмосферу его вершина неизбежно расширяется, и это приводит к тому, что альвеновские торсионные волны начинают со скоростью Альвена  $V_A$  (она составит несколько единиц на  $10^8 \text{ см/с}$ ) переносить

азимутальное поле из нижележащих частей жгута к его вершине, повышая в этой области общую скрученность магнитного поля. Но именно скрученность поля является тем драйвером, который заставляет магнитную петлю наращивать радиус ее общего изгиба и выходить наверх. Этот перенос скрученности поля к вершине приведет петлю к режиму убегания в форме СМЕ, если ее не остановит внешнее поле, имеющее заметную поперечную составляющую, что чаще всего и происходит. Тогда такая захваченная (confined) магнитным «куполом» петля окажется на какое-то время остановленной и готовой к вспышечному выделению накопленной в ней свободной магнитной энергии (если внешнее поперечное поле не очень сильное, то процессы формирования СМЕ и вспышечного энерговыделения могут идти одновременно). Пусковым механизмом вспышки служит достижение внешним давлением определенного критического значения  $G = G_{cr}$ . При этом, как показывает рис. 9, момент  $W$  в той части жгута, где внешнее давление упало до критического, оказывается минимальным. Это значит, что, когда в петле включается аномальное сопротивление и начинается быстрая диссипация энергии токов, альвеновские волны начинают переносить со скоростью  $V_A$  азимутальное поле к этой области и восстанавливать в ней начальную магнитную структуру.

Теперь, обсудив эффект Паркера, обратимся к формуле (27). Если в момент, когда в вершине жгута достигается критическое значение параметра  $G$ , отношение скоростей превысит единицу,  $\gamma = V_{dr}(V_{is})^{-1} > 1$ , то здесь за доли секунды возникает аномальное сопротивление. Благодаря этому тут сразу возникает большая производная  $dB_0/dt$ , определяющая согласно (23) силу индуцированного электрического поля. Вследствие быстрого падения магнитного поля в зоне диссипации здесь генерируется супердрайсеровское электрическое поле, при котором часть электронов и протонов «уходит в просвист», понижая концентрацию частиц в этой зоне. Эти процессы порождают всплеск рентгеновского излучения из области энерговыделения, но уменьшение плотности азимутального тока при его диссипации ведет к уменьшению энергии излучения, и таким образом формируется первый пик жесткого нетеплового излучения. Падение энерговыделения продолжается до тех пор, пока эффект Паркера не восстановит магнитную структуру в области диссипации. Но при этом плотность частиц  $n_e$ , стоящая в знаменателе, восстановлена не будет, она окажется меньше первоначальной. Вследствие этого последует второй пик излучения, амплитуда которого за счет понижения плотности окажется несколько больше, чем у первого.

Эти квазипериодические пики излучения с нарастающей амплитудой будут продолжаться до тех пор, пока перенос азимутального потока из ног магнитной петли не ослабнет настолько, что будет уже не в состоянии восстанавливать магнитную структуру жгута в его вершине, и тогда амплитуда пиков излучения начнет падать вплоть до полного их исчезновения, исчерпав почти весь запас свободной магнитной энергии во всей магнитной петле.

Характерный временной промежуток между описанными пиками будет определяться скоростью переноса азимутального потока к вершине петли, т. е. составит примерно величину  $\Delta t = L(2V_A)^{-1}$  (здесь коэффициент 2 учитывает, что подпитка вершины идет с двух сторон, из обеих ног магнитной петли). Если характерная длина петли составляет около  $10^{10}$  см, а  $2V_A \approx 10^8 - 10^9$  см/с, то следует ожидать, что  $\Delta t = L(2V_A)^{-1}$  окажется в пределах 10–100 с. Эта оценка относится к идеализированной магнитной конфигурации типа той, что представлена на рис. 1. Реальные магнитные петли отличаются сложным строением, они состоят, как правило, из многих тонких перепутанных токовых нитей, поскольку им приходится испытывать на себе хаотизирующее действие конвективных пульсаций в фотосфере и конвективной зоне. Тем не менее нам кажется, что описанная картина квазипериодических нетепловых (главным образом рентгеновских) пульсаций с нарастающей, а затем спадающей амплитудой близка в основных своих проявлениях к наблюдаемой. На рис. 10 представлен типичный «X-ray time profile» вспышечной петли, взятый из [21].

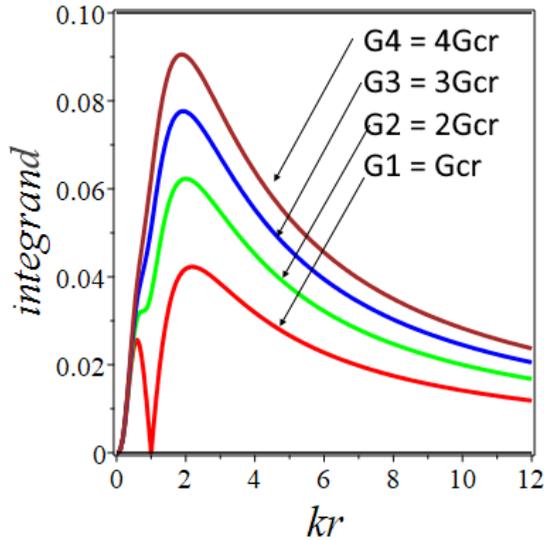


Рис. 9. Поведение подынтегральной функции в интеграле для  $W$  в зависимости от величины внешнего давления  $G$ . Площади под кривыми дают интеграл  $2W$ . Как видим, при  $G = G_{cr}$  вращающий момент принимает минимальное значение. Здесь для полей в подынтегральном выражении использованы формулы (12) и (16)

## Высыпание ускоренных частиц из магнитной петли

Заряженные частицы, ускоренные во вспышках, регистрируются космическими аппаратами в межпланетном пространстве, значит, должен существовать способ их высвобождения из магнитных петельных ловушек на Солнце. Известно, что общее магнитное поле Солнца становится по мере его удаления от поверхности фотосферы строго радиальным. Что происходит с замкнутой магнитной петлей, погруженной в радиальное поле одного знака? На одном из ее концов неизбежно возникают условия для пересоединения магнитного поля петли и внешнего магнитного поля. При этом формируется магнитная конфигурация, соответствующая открытым магнитным структурам типа “switch-back” или “S-shaped bend”, которые были обнаружены солнечным зондом Parker Solar Probe в 2019 г. Из таких магнитных полей заряженные частицы уже могут свободно выходить в межпланетное пространство. Рисунки 11–12 иллюстрируют высказанную идею.

## Заключение

Представленная модель бессилового магнитного жгута с экранированным полным током и граничным условием в виде внешнего, удерживающего жгут, давления позволяет приблизиться к идеализированной структуре Голда — Хойла и показать возможность равновесного состояния на оси такого жгута суперсильных магнитных полей.

Если вспышечная магнитная конфигурация содержит элементы тонкой волокнистой структуры (с поперечным радиусом около 100–200 км), то в них диссипация магнитного поля на аномальном плазменном сопротивлении может происходить со скоростью в несколько гаусс в секунду, что вызывает по закону Фарадея генерацию супердрейсеровских электрических полей. Эффект выравнивания скручивающего момента вдоль оси петли за счет пе-

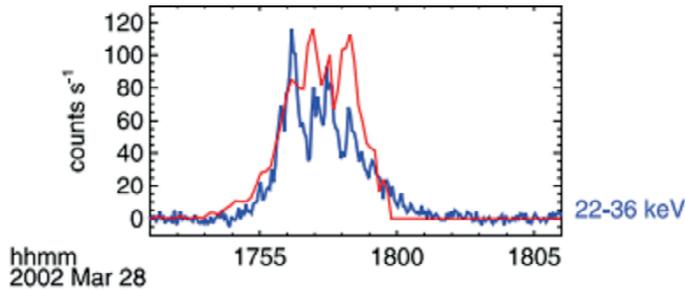


Рис. 10. Типичный профиль рентгеновского излучения вспышечной петли. Интервалы между пиками составляют около 10 с [21]

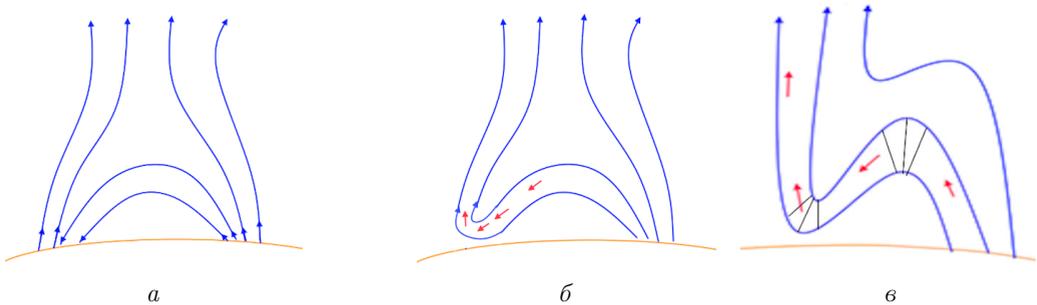


Рис. 11. Магнитная петля во внешнем радиальном поле Солнца. Магнитное поле на одном из концов петли имеет полярность, противоположную внешнему полю (а). Пересоединение линий поля на том конце магнитной петли, где встречаются поля разных знаков. Красные стрелки — движение ускоренных частиц. Азимутальное поле, здесь не показано (б). Из открытой магнитной петли ускоренные частицы свободно выходят в межпланетное пространство. Черные линии — области сгущения и разрежения колец азимутального поля в изгибах петли, усиливающие этот изгиб (в)

реноса азимутального поля альвеновскими волнами позволяет понять квазипериодический характер энерговыделения во вспышечных магнитных петлях.

Высыпание ускоренных частиц из петлевой магнитной структуры в межпланетное пространство возможно за счет пересоединений линий магнитного поля петли с общим радиальным полем Солнца (формирование открытых магнитных структур типа “switch-back”).

## Библиографические ссылки

- [1] Priest E., Forbes T. Magnetic Reconnection. — Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2000.
- [2] Fleishman G. D., Gary D. E., Chen B. et al. Decay of the coronal magnetic field can release sufficient energy to power a solar flare // Science. — 2020. — Vol. 367, № 6475. — P. 278–280.
- [3] Fleishman G. D., Nita G. M., Chen B. et al. Solar flare accelerates nearly all electrons in a large coronal volume // Nature. — 2022. — Vol. 606, № 7915. — P. 674–677.
- [4] Solov'ev A. A., Kirichek E. A. Magnetohydrostatics of a vertical flux tube in the solar atmosphere: Coronal loops, a model of a ring flare filament // Astronomy Letters. — 2015. — Vol. 41, № 5. — P. 211–224.

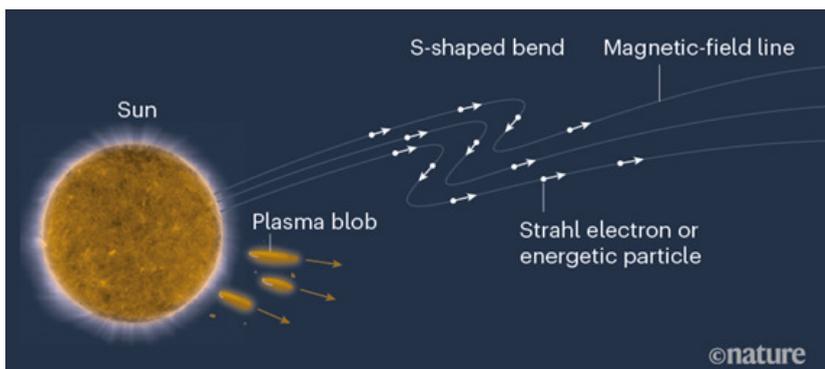


Рис. 12. Открытая “S-shaped bend” или “switch-back” конфигурация, обнаруженная зондом Parker Solar Probe. Взято из [22]

- [5] *Solov'ev A. A., Kirichek E. A.* Structure of solar faculae // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 482, № 4. — P. 5290–5301.
- [6] *Solov'ev A. A., Kirichek E. A.* Force-free magnetic flux ropes: inner structure and basic properties // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 505, № 3. — P. 4406–4416.
- [7] *Solov'ev A. A.* Force-free magnetic flux ropes: String confinement of super-strong magnetic fields and flare energy release // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 515, № 4. — P. 4981–4989.
- [8] *Solov'ev A. A., Kirichek E. A.* Properties of the Flare Energy Release in Force-Free Magnetic Flux Ropes // *Astronomy Letters.* — 2023. — Vol. 49, № 5. — P. 257–269.
- [9] *Parker E. N.* *Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity.* — Oxford : Clarendon Press, 1979.
- [10] *Parker E. N.* *Conversations on Electric and Magnetic Fields in the Cosmos.* — Princeton, NJ : Princeton Univ. Press, 2007.
- [11] *Parker E. N.* *Solar Magnetism: The State of Our Knowledge and Ignorance* // *Space Sci. Rev.* — 2009. — Vol. 144, № 1–4. — P. 15–24.
- [12] *Кадо́мцев Б. Б.* Перезамыкание силовых линий в магнитной гидродинамике // *Нелинейные волны* / ред. А. В. Гапонов-Грехов. — М. : Наука, 1979. — С. 131–163.
- [13] *Solov'ev A. A.* The structure of solar filaments. Prominences in the corona free from external magnetic field // *Astronomy Reports.* — 2010. — Vol. 54, № 1. — P. 86–95.
- [14] *Ландау Л. Д., Lifshits E. M.* *Электродинамика сплошных сред.* — М. : Наука, 1982.
- [15] *Avrett E. H., Loeser R.* Models of the Solar Chromosphere and Transition Region from SUMER and HRTS Observations: Formation of the Extreme-Ultraviolet Spectrum of Hydrogen, Carbon, and Oxygen // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2008. — Vol. 175, № 1. — P. 229–276.
- [16] *Gold T., Hoyle F.* On the origin of solar flares // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1960. — Vol. 120. — P. 89.
- [17] *Шафранов В. Д.* Равновесие плазмы в магнитном поле // *Вопросы теории плазмы.* — 2. М. : Атомиздат, 1962. — С. 92–132.
- [18] *Wang H., Cao W., Liu Ch. et al.* Witnessing magnetic twist with high-resolution observation from the 1.6-m New Solar Telescope // *Nature Communications.* — 2015. — Vol. 6. — P. 7008.

- [19] *Yan Xiaoli, Xue Zhike, Cheng Xin et al.* Triggering Mechanism and Material Transfer of a Failed Solar Filament Eruption // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 889, № 2. — P. 106. 1912.07173.
- [20] *Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З.* Физика плазмы для физиков. — М. : Атомиздат, 1979.
- [21] *Krucker S., Battaglia M., Cargill P. J. et al.* Hard X-ray emission from the solar corona // *Astron. Astrophys. Rev.* — 2008. — Vol. 16. — P. 155–208.
- [22] *Verscharen Daniel.* A step closer to the Sun's secrets // *Nature.* — 2019. — Vol. 576, № 7786. — P. 219–220.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ОРБИТЫ МЕТЕОРНЫХ ПОТОКОВ**

**В. Ш. Шайдулин, Д. В. Миланов, А. С. Русаков, А. В. Веселова**  
*Санкт-Петербургский государственный университет*

В данной работе представлен математический аппарат вычисления средней орбиты семейства тел с помощью метрик Холшевникова. На его основе разработан программный комплекс для исследования эволюции метеорных потоков. Для примера проведено исследование метеорного потока Геминиды, который на сегодняшний день является одним из самых интенсивных. Результаты для выборок разных годов демонстрируют одинаковые результаты, при том что выборки не пересекаются. Помимо прочего удалось оценить возраст потока Геминиды.

**DETERMINATION OF THE MEAN ORBIT FOR METEOROID STREAMS**

**V. Sh. Shaidulin, D. V. Milanov, A. S. Rusakov, A. V. Veselova**  
*Saint Petersburg State University*

This paper presents a mathematical apparatus for calculating the average orbit of a family of bodies using Kholshchevnikov metrics. Based on it, a software package has been developed for studying the evolution of meteor showers. As an example, a study was conducted of the Geminid meteor shower, which is one of the most intense today. The results for samples from different years show the same results, despite the fact that the samples do not overlap. Among other things, we calculated the age of the Geminids stream.

**Введение**

В задачах выявления метеорных потоков, поиска их родительских тел и отождествления фрагментов этих тел важную роль играет такой объект, как средняя орбита потока. Это кеплеровская орбита, полученная усреднением орбит тел, составляющих изучаемую группу.

Сама операция усреднения не имеет естественного и однозначного определения. Часто для этой цели используется процедура вычисления среднего арифметического элементов орбит (см., например, [1–5]). Однако такой метод имеет недостаток: в разных системах элементов средние орбиты одного и того же семейства тел будут, вообще говоря, различны. Причина этого состоит в нелинейности преобразований перехода между системами элементов.

Этот недостаток поэлементного усреднения орбит был отмечен в статье [6]. Там же было предложено вычислять среднюю орбиту как наилучшее среднеквадратическое приближение орбит семейства, параметризованных вектором  $(\mathbf{h}, \mathbf{e}, E)$ , где  $\mathbf{h}$  и  $\mathbf{e}$  — векторы углового момента и эксцентриситета;  $E$  — полная энергия тела единичной массы на орбите. В работе приведен численный алгоритм решения задачи минимизации, использующий в качестве нулевого приближения средние арифметические величин  $\mathbf{h}$ ,  $\mathbf{e}$  и  $E$ . Вопрос о единственности решения не рассматривался.

В данной работе мы предлагаем развитие и обобщение этого подхода. И демонстрируем его применение на примере метеорного потока Геминиды, который на сегодняшний день является самым активным, а потому для него доступно наибольшее количество наблюдательных данных.

## Среднее в метрике $\varrho$

Обозначим через  $\mathbb{H}$  множество всех непрямолинейных кеплеровских орбит. Метрика, введенная в работе [7], определяет расстояние между орбитами  $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2 \in \mathbb{H}$  следующим образом:

$$\varrho_2(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) = \sqrt{(\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2)^2 + (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)^2}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{u}_1, \mathbf{v}_1$  и  $\mathbf{u}_2, \mathbf{v}_2$  — отвечающие орбитам  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  пары векторов, сонаправленных с вектором углового момента  $\mathbf{h}$  и вектором Лапласа — Рунге — Ленца  $\mathbf{e}$ , заданных формулами

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{h}}{\varkappa}, \quad \mathbf{v} = \mathbf{e}|\mathbf{u}|, \quad (2)$$

где  $\varkappa$  — корень из гравитационного параметра. Напомним, что  $\mathbf{h}$  и  $\mathbf{e}$  — интегралы движения в задаче Кеплера:

$$\mathbf{h} = \mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}, \quad \mathbf{e} = \frac{\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{h}}{\varkappa^2} - \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|},$$

где  $\mathbf{r}$  и  $\dot{\mathbf{r}}$  обозначают радиус-вектор точки и ее скорость.

Как нетрудно заметить, векторы  $\mathbf{h}, \mathbf{e}$ , а вместе с ними и  $\mathbf{u}, \mathbf{v}$ , ортогональны. Кроме того, если орбита непрямолинейна, то она однозначно определяется парой  $\mathbf{u}, \mathbf{v}$ , и любая такая пара с  $\mathbf{u} \neq \mathbf{0}$  отвечает некоторой кеплеровской орбите. Именно поэтому в пространство  $\mathbb{H}$  включены лишь криволинейные орбиты:

$$\mathbb{H} = \{(\mathbf{u}, \mathbf{v}) \mid \mathbf{u}, \mathbf{v} \in \mathbb{R}^3, \mathbf{u} \neq \mathbf{0}, \mathbf{u}\mathbf{v} = 0\}.$$

Связь кеплеровских элементов орбиты с компонентами векторов  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  определяется равенствами

$$\mathbf{u} = \sqrt{p} \begin{pmatrix} \sin i \sin \Omega \\ -\sin i \cos \Omega \\ \cos i \end{pmatrix}, \quad \mathbf{v} = e\sqrt{p} \begin{pmatrix} \cos \omega \cos \Omega - \cos i \sin \omega \sin \Omega \\ \cos \omega \sin \Omega + \cos i \sin \omega \cos \Omega \\ \sin i \sin \omega \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $e, p, i, \omega, \Omega$  — эксцентриситет, фокальный параметр, наклонение, аргумент перицентра и долгота восходящего узла орбиты.

Чтобы найти среднее Фреше семейства орбит, заданных векторами  $(\mathbf{u}_k, \mathbf{v}_k)$ ,  $k = 1, \dots, n$ , нужно минимизировать квадратичную форму

$$S(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n ((\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^2 + (\mathbf{v}_k - \mathbf{v})^2), \quad (4)$$

определенную в  $\mathbb{R}^6$ , при условии

$$\mathbf{u}\mathbf{v} = 0. \quad (5)$$

Используя метод множителей Лагранжа, мы получим

$$\mathbf{u}_0 = \frac{1}{1 - \mu^2} (\bar{\mathbf{u}} - \mu \bar{\mathbf{v}}), \quad \mathbf{v}_0 = \frac{1}{1 - \mu^2} (\bar{\mathbf{v}} - \mu \bar{\mathbf{u}}), \quad (6)$$

где

$$\bar{\mathbf{u}} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \mathbf{u}_k, \quad \bar{\mathbf{v}} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \mathbf{v}_k,$$

а параметр  $\mu$  равен нулю, если  $\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{v}} = 0$ , либо

$$\mu = \frac{(|\bar{\mathbf{u}} + \bar{\mathbf{v}}| - |\bar{\mathbf{u}} - \bar{\mathbf{v}}|)^2}{4\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{v}}}. \quad (7)$$

Таким образом, за исключением особых случаев, которые здесь опускаются, среднее Фреше в пространстве  $(\mathbb{H}, \varrho)$  существует, единственно и вычисляется по формулам (6). Значение функции  $S$  на средней орбите естественным образом обобщает понятие среднеквадратичного отклонения, характеризуя величину рассеяния орбит семейства. Подставив (6) в (4) и выполнив преобразования, получим

$$S_{\varrho}^2 := S(\mathbf{u}_0, \mathbf{v}_0) = \overline{\mathbf{u}^2} + \overline{\mathbf{v}^2} - \frac{\overline{\mathbf{u}\mathbf{v}}}{\mu} = \overline{\mathbf{u}^2} + \overline{\mathbf{v}^2} - \frac{1}{4} (|\overline{\mathbf{u}} + \overline{\mathbf{v}}| + |\overline{\mathbf{u}} - \overline{\mathbf{v}}|)^2. \quad (8)$$

## Средние в метриках $\varrho_{\omega}$ и $\varrho_{\Omega, \omega}$

При изучении семейств орбит, претерпевших длительную эволюцию, метрика  $\varrho$  может оказаться излишне тонким инструментом. Под действием малых возмущений аргумент перицентра и долгота восходящего узла орбиты могут меняться быстро по сравнению с остальными элементами. Метрики, пренебрегающие различием быстро меняющихся параметров орбит, были определены в [7] формулами

$$\varrho_{\omega} = \min_{\omega_1, \omega_2} \varrho, \quad \varrho_{\Omega} = \min_{\Omega_1, \Omega_2} \varrho, \quad \varrho_{\Omega, \omega} = \min_{\Omega_1, \Omega_2, \omega_1, \omega_2} \varrho. \quad (9)$$

Значения этих расстояний между орбитами  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  равны минимальным значениям  $\varrho$  между орбитами  $\mathcal{X}$  и  $\mathcal{Y}$ , все кеплеровские элементы которых, кроме указанных под знаком минимума, совпадают с соответствующими элементами  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$ .

В работах [7, 8] показано, что функции, определенные равенствами (9), — псевдометрики на  $\mathbb{H}$ : они симметричны и удовлетворяют неравенству треугольника. На множествах классов эквивалентности орбит по отношениям  $\mathcal{X} \sim^* \mathcal{Y} \Leftrightarrow \varrho_*(\mathcal{X}, \mathcal{Y}) = 0$ ,  $*$   $\in \{\omega, \Omega, (\Omega, \omega)\}$  они становятся метриками.

Далее мы будем обозначать  $\mathbb{H}/\omega$  и  $\mathbb{H}/(\Omega, \omega)$  два фактор-пространства  $\mathbb{H}$  по отношениям эквивалентности, отождествляющим орбиты, различающиеся лишь аргументом перицентра ( $\mathbb{H}/\omega$ ) или и аргументом перицентра, и долготой восходящего узла ( $\mathbb{H}/(\Omega, \omega)$ ).

Как показано в [8], пространства  $\mathbb{H}/\omega$  и  $\mathbb{H}/(\Omega, \omega)$  изометрично вкладываются в  $\mathbb{R}^4$  и  $\mathbb{R}^3$ . Образы пространств представляют собой выпуклые множества с разрезами, обусловленными требованием  $\mathbf{u} \neq 0$ . Такие вложения позволяют свести задачу вычисления средней орбиты к поиску обычного среднего арифметического векторов евклидова пространства. Следующие из этих соображений формулы для вычисления кеплеровских элементов средней орбиты были получены в [9]. Мы приводим их ниже:

$$p = \frac{1}{n^2} \left( \sum_{j=1}^n p_j + 2 \sum_{1 \leq j < k \leq n} \sqrt{p_j p_k} \cos I_{jk} \right), \quad (10)$$

$$e = \frac{1}{n\sqrt{p}} \sum_{j=1}^n e_j \sqrt{p_j}, \quad (11)$$

$$\cos i = \frac{1}{n\sqrt{p}} \sum_{j=1}^n \sqrt{p_j} \cos i_j, \quad (12)$$

$$(\sin \Omega, \cos \Omega) = \frac{1}{n\sqrt{p} \sin i} \sum_{j=1}^n \sqrt{p_j} \sin i_j (\sin \Omega_j, \cos \Omega_j), \quad (13)$$

где  $I_{jk}$  — взаимный наклон ориентированных орбит. В пространстве  $(\mathbb{H}/\omega, \varrho_{\omega})$  наклон определяется равенством

$$\cos I_{jk} = \cos i_j \cos i_k + \sin i_j \sin i_k \cos (\Omega_j - \Omega_k), \quad (14)$$

а в пространстве  $(\mathbb{H}/(\Omega, \omega), \varrho_{\Omega\omega})$  — равенством

$$I_{jk} = i_j - i_k. \quad (15)$$

Формулы (10)—(14) дают элементы средней орбиты в пространстве  $\mathbb{H}/\omega$ , а (10)—(12) и (15) — в пространстве  $\mathbb{H}/(\Omega, \omega)$ .

Поскольку среднее в рассматриваемых пространствах суть среднее арифметическое в евклидовых пространствах-образах, полученные решения единственны. Иначе обстоит дело с существованием. Для существования среднего относительно метрики  $\varrho_\omega$  необходимо и достаточно выполнения условия  $\sum \mathbf{u}_k \neq \mathbf{0}$ . Для метрики  $\varrho_{\Omega, \omega}$  среднее существует, если плоскость хотя бы одной орбиты не совпадает с базовой либо  $\sum \mathbf{u}_k \neq \mathbf{0}$ . Оба ограничения происходят из требования  $\mathbf{u} \neq 0$  для средней орбиты и вряд ли обременительны для практических расчетов.

Величины

$$S_\omega^2 := \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \varrho_\omega^2(\mathcal{E}_i, \mathcal{E}), \quad S_{\Omega, \omega}^2 := \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \varrho_{\Omega, \omega}^2(\mathcal{E}_i, \mathcal{E}) \quad (16)$$

естественно рассматривать, как аналоги среднеквадратического отклонения семейства орбит  $\mathcal{E}_i$ ,  $i = 1, \dots, n$  от среднего  $\mathcal{E}$ . В кеплеровских элементах  $S_\omega^2$  и  $S_{\Omega, \omega}^2$  выражаются одинаково:

$$S^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n p_i(1 + e_i^2) - p(1 + e^2), \quad (17)$$

но значения их различны, поскольку элементы  $p$  и  $e$  по-разному вычисляются в  $\mathbb{H}/\omega$  и  $\mathbb{H}/(\Omega, \omega)$ .

## Геминиды: эволюция рассеяния и оценка возраста потока

Геминиды — один из наиболее интенсивных метеорных потоков, в максимуме активности количество наблюдаемых метеоров в час превышает 100 [10]. Наблюдения метеорного потока задокументированы по крайней мере со второй половины XIX в. [11, 12] и в настоящее время проводятся как с поверхности Земли (фотографические, радарные, видеонаблюдения), так и в космических условиях, как, например, на Parker Solar Probe [13]. Примечательной особенностью данного потока, помимо значительной интенсивности, является природа родительского объекта: в ряде исследований считается, что им является астероид (3200) Фаэтон, а не некоторая комета [13, 14].

Геминиды являются частью более крупного комплекса потоков Phaethon-Geminid Stream Complex (PGC) наряду с Дневными Секстантидами (Daytime Sextantids), исследование которых с помощью наземных радаров и в оптике показывает, что связанный с ними родительский астероид (2005) UD мог возникнуть в результате катастрофического разрушения крупного объекта, породившего также (3200) Фаэтон [15]. Тем не менее в ряде исследований вывод о связи (2005) UD и (1999) YC с комплексом оспаривается [16]. Исследования спектра, отраженного от (3200) Фаэтон и (2005) UD излучения, показали существенные различия состава поверхности объектов, что может свидетельствовать как об отсутствии какой-либо связи между объектами, так и о различном влиянии космической погоды на объекты.

В работе [13] провели моделирование метеорного потока Геминиды и сравнили результаты с данными о распределении пылевых частиц, полученными на Parker Solar Probe; ядро потока оказалось расположенным вне орбиты астероида (3200) Фаэтон, что более соответствует возникновению потока в результате катастрофического разрушения, а не кометной активности. Тем не менее кометная активность астероида наблюдалась при прохождении

перигелия в 2009, 2012 и 2016 гг., и существуют модели структуры астероида, позволяющие предполагать возникновение метеорного потока именно в результате активности по кометному сценарию, при этом около 1 000 лет назад толщина пылевой коры над слоем водяного льда не должна была превышать 1 м, а в современную эпоху предполагается наличие активности в окрестности перигелия. На кометный сценарий формирования потока указывают и [16], не исключая при этом возможности сценария быстрого выброса летучих частиц в результате катастрофического процесса: так, возможна катастрофическая сублимация льда в коре крупного родительского тела, сформировавшего комплекс.

Оценки возраста потока, полученные разными исследователями, колеблются от сотен лет до десятков тысяч. Основываясь на статистическом различии орбит потока, соответствующих метеороидам разных масс, [17] приводят таблицу оценок в интервале 1 600—19 000 лет в зависимости от плотности частиц. Используя численное интегрирование, [18] получил значение в 6 000 лет. В работе [19] получен промежуток 1 000—2 000 лет и отмечено, что при более значительном влиянии негравитационных сил оценка уменьшится. Величина в 6 000 лет приводится в [20]. Сопоставляя модель потока с наблюдательными данными, [21] находит наилучшее согласие для возраста 2 000 лет.

Применим построенный аппарат средних к задаче оценки возраста потока Геминиды. Предлагаемый ниже метод основан на следующих допущениях: во-первых, мы считаем, что большая часть метеороидов потока появилась одновременно, и во-вторых, предполагаем, что рассеяние орбит частиц было минимальным в момент рождения потока, возрастая затем под действием возмущающих сил. Первое из этих допущений описывает наиболее простой из возможных вариантов образования потока. Второе предположение представляется естественным в свете общепринятого мнения о том, что метеорные потоки с течением времени «размываются», постепенно сливаясь с фоном.

Приняв упомянутые допущения, мы рассмотрели выборки орбит потока, полученные за несколько лет наблюдений сетью Global Meteor Network (GMN) [22], и проследили орбиты выборок в прошлое на 20 000 лет с помощью численного интегрирования. Элементы орбит метеороидов доступны на сайте GMN ([https://globalmeteornetwork.org/data/traj\\_summary\\_data/](https://globalmeteornetwork.org/data/traj_summary_data/)). Выбор орбит для моделирования эволюции производился по годам наблюдения с 2019 по 2022 в отдельные выборки. Брались частицы, отождествленные с потоком Геминиды внутренними алгоритмами GMN. Таким образом исследовались четыре выборки, содержащие в сумме почти 34 тыс. орбит метеороидов: 2 117 для 2019 г., 5 959 для 2020 г., 9 968 для 2021 г. и 15 800 для 2022 г. Для каждой из орбит положение метеороида пересчитывалось на юлианскую дату за десять суток до начала наблюдения в соответствующем году, — подходящим образом менялась средняя аномалия. Затем движение метеороида вычислялось в обратном направлении по времени на 20 000 лет с шагом 0.005 года.

Интегрирование уравнений движения проводилось с помощью численного интегратора `collo` (<https://github.com/shvak/collo>), разработанного В. Ш. Шайдулиным. На основе интегратора разработан программный комплекс, который позволяет изучать динамику различных метеорных потоков, представленных в Global Meteor Network. А также вычислять среднюю орбиту, среднеквадратичное отклонение и проводить сравнение средней орбиты с орбитой предполагаемого родительского тела в различных метриках.

Результаты моделирования в виде текстовых файлов с элементами орбит для некоторых моментов времени доступны по адресу <https://disk.yandex.ru/d/HLWHRZzcQwLVwQ>.

Из дальнейшего анализа были исключены орбиты, испытывавшие за период моделирования сильные возмущения. Таких частиц набралось не более 2.5 % для каждой выборки.

На рис. 1 продемонстрированы результаты, полученные для выборки 2020 г. (для других годов результаты идентичные) с использованием метрики  $\varrho$  (1). Здесь представлен результат рассчитанного поведения элементов средней орбиты выборки на промежутке времени в

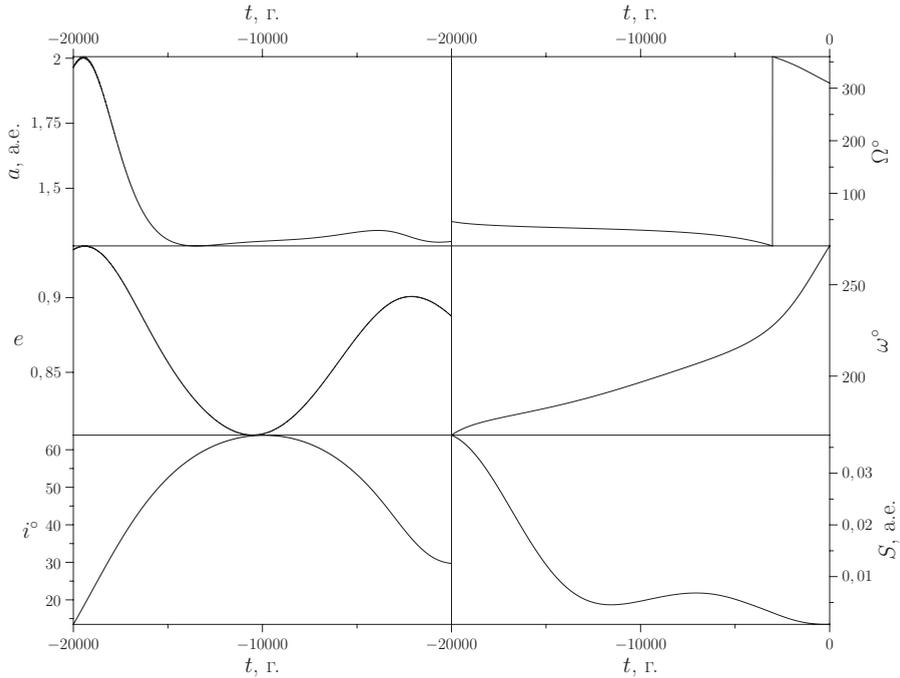


Рис. 1. Эволюция элементов средней орбиты, соответствующих найденным  $\mathbf{u}_0$ ,  $\mathbf{v}_0$ , и значения целевой функции  $S(\mathbf{u}_0, \mathbf{v}_0)$  для выборки 2020 г.

20 000 лет, а также показана эволюция целевой функции  $S(\mathbf{u}_0, \mathbf{v}_0)$  для найденной средней орбиты. Можно заметить, что поведение целевой функции со временем не монотонное, и можно выделить два минимума в районе 200–300 и 11 000 лет. Дальнейший анализ показал, что нельзя увязывать обнаруженные минимумы с какими-либо событиями в прошлом. Но можно отметить, что значение  $S(\mathbf{u}_0, \mathbf{v}_0)$  резко возрастает, если проследивать обратную эволюцию дальше 14 000 лет. Это можно считать оценкой сверху для возраста потока Геминиды.

Учитывая, что на исследуемом промежутке времени в 20 000 лет информация об угловых кеплеровых переменных  $\Omega$  и  $\omega$  быстро теряется из-за ляпуновской неустойчивости, становится оправданным использование метрики  $\rho_{\Omega, \omega}$  для поиска момента образования потока Геминиды. На рис. 2 представлен результат расчета среднеквадратичного отклонения  $S_{\Omega, \omega}$  для выборки 2020 г. График демонстрирует наличие многих минимумов; наибольший интерес представляет глобальный минимум в районе 2 тыс. лет, который приходится примерно на тот же момент времени, что и минимум расстояния между средней орбитой и орбитой Фазтона, благодаря которому и появился предположительно поток Геминиды.

## Заключение

В данной работе представлен математический аппарат вычисления средней орбиты семейства тел с помощью метрик Холшевникова. На его основе разработан программный комплекс для исследования эволюции метеорных потоков. Для примера проведено исследование метеорного потока Геминиды, который на сегодняшний день является одним из самых интенсивных. Результаты для выборок разных годов демонстрируют одинаковые результаты, при том что выборки не пересекаются. Помимо прочего удалось оценить воз-

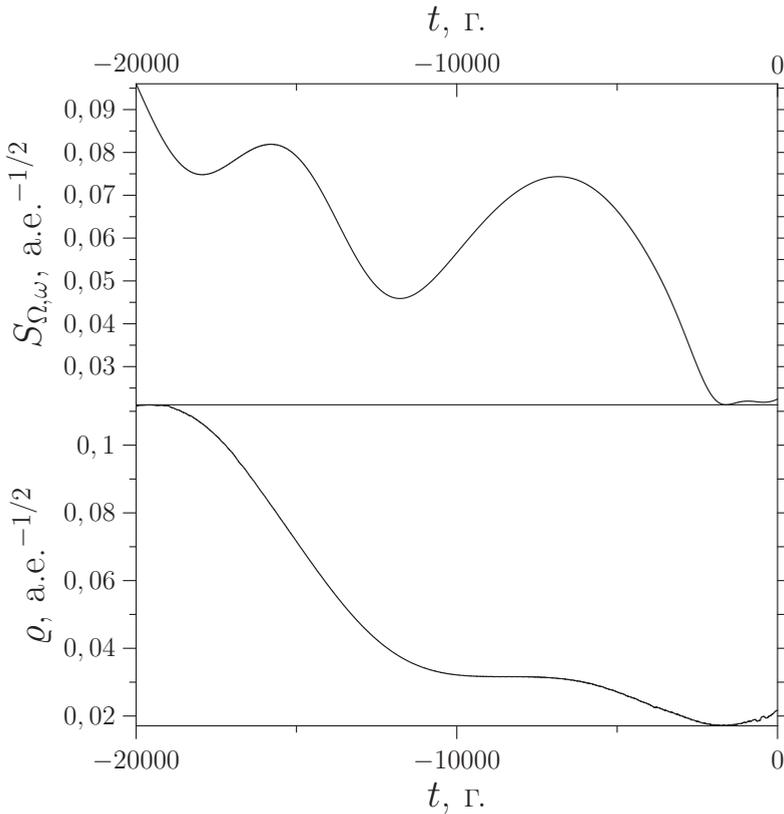


Рис. 2. Эволюция среднеквадратичного отклонения  $S_{\Omega, \omega}$  в метрике  $\varrho_{\Omega, \omega}$  и метрики  $\varrho$  между средней орбитой и орбитой Фаэтона для выборки 2020 г.

раст потока Геминиды (около 2 тыс. лет) в предположении, что поток образовался единомоментно. Для оценки возраста продемонстрировала свою большую пользу метрика  $\varrho_{\Omega, \omega}$ .

## Библиографические ссылки

- [1] *Babadjanov P.* Orbital elements of photographic meteors // Proceedings of the Symposium on the Astronomy and Physics of Meteors Held at Smithsonian Astrophysical Observatory Cambridge, Massachusetts 28 August-1 September 1961 / Geophysics Research Directorate, Air Force Cambridge Research Laboratories. — 1962. — P. 287.
- [2] *Southworth R. B., Hawkins G. S.* Statistics of meteor streams // Smithsonian Contributions to Astrophysics. — 1963. — Vol. 7. — P. 261.
- [3] *Lindblad B. A., Ohtsuka K., Shirakawa K.* The orbit of the Eta Aquarid meteor stream // Planetary and Space Science. — 1994. — Vol. 42, № 2. — P. 113–116.
- [4] *Galligan D. P.* Performance of the D-criteria in recovery of meteoroid stream orbits in a radar data set // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2001. — Vol. 327, № 2. — P. 623–628.
- [5] *Kokhirova G. I., Kholshchevnikov K. V., Babadzhyanov P. B. et al.* Metric approaches to identify a common origin of objects in  $\sigma$ -Capricornids complex // Planetary and Space Science. — 2018. — Vol. 157. — P. 28–33.

- [6] *Jopek T. J., Rudawska R., Pretka-Ziomek H.* Calculation of the mean orbit of a meteoroid stream // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2006. — Vol. 371, № 3. — P. 1367–1372.
- [7] *Kholshevnikov K. V., Kokhirova G. I., Babadzhanov P. B., Khamroev U. H.* Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2016. — Vol. 462, № 2. — P. 2275–2283.
- [8] *Milanov D. V.* Metrics in Keplerian orbits quotient spaces // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. — 2018. — Vol. 130, № 3. — P. 27.
- [9] *Milanov D. V.* On Local Normability of Spaces of Keplerian Orbits // Vestnik St. Petersburg University, Mathematics. — 2019. — Vol. 52, № 3. — P. 317–326.
- [10] *Rendtel J.* Meteor Shower Workbook 2014. — International Meteor Organization, 2014.
- [11] *Greg R. P.* Table of radiant and durations of Meteor systems // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1872. — Vol. 32. — P. 345–355.
- [12] *Sawyer E. F.* The December Geminids, 1879 // The Observatory. — 1880. — Vol. 3. — P. 347–548.
- [13] *Cukier W. Z., Szalay J. R.* Formation, Structure, and Detectability of the Geminids Meteoroid Stream // The Planetary Science Journal. — 2023. — Vol. 4, № 6. — P. 1–10.
- [14] *Neslušán L.* A summary of the research of Geminid meteoroid stream // Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso. — 2015. — Vol. 45, № 1. — P. 60–82.
- [15] *Kipreos Y., Campbell-Brown M., Brown P., Vida D.* Characterizing the daytime sextantids meteor shower and unveiling the nature of the phaethon-geminid stream complex // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2022. — Vol. 516. — P. 924–941.
- [16] *Ryabova G. O., Avdyushev V. A., Williams I. P.* Asteroid (3200) Phaethon and the Geminid meteoroid stream complex // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — Vol. 485. — P. 3378–3385.
- [17] *Babadzhanov P. B., Obrubov Y. V.* Peculiarities of the Evolution of the Geminid and Quadrantid Meteor Swarms // Soviet Astronomy. — 1984. — Vol. 28. — P. 585–590.
- [18] *Jones J.* The structure of the Geminid meteor stream—I. The effect of planetary perturbations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1985. — Vol. 217, № 3. — P. 523–532.
- [19] *Gustafson B. Å. S.* Geminid meteoroids traced to cometary activity on Phaethon // Astronomy and Astrophysics. — 1989. — Vol. 225. — P. 533–540.
- [20] *Rendtel J.* Evolution of the Geminids observed over 60 years // Modern Meteor Science An Interdisciplinary View. — 2005. — P. 27–32.
- [21] *Ryabova G. O.* Age of the Geminid Meteor Stream (Review) // Solar System Research. — 1999. — Vol. 33, iss. 3. — P. 224–238.
- [22] *Vida D. et al.* The Global Meteor Network—Methodology and first results // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Vol. 506. — P. 5046–5074.

## ТЕПЛОВОЕ И МАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛ В ПЛОТНЫХ ТЕМНЫХ ОБЛАКАХ

**Н. Н. Шахворостова**

*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН*

Доклад посвящен наблюдательным проявлениям процесса звездообразования в плотных темных облаках в межзвездной среде Галактики. Приведены примеры таких проявлений, дан краткий обзор характеристик молекулярных облаков. Представлены результаты наблюдений 37 молекулярных ядер в плотных темных облаках на частоте мазерного излучения метанола 44 ГГц и в тепловых линиях молекул на частотах 85 и 97 ГГц.

## THERMAL AND MASER MOLECULAR EMISSION IN INFRARED DARK CLOUDS

**N. N. Shakhvorostova**

*Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences*

In this paper, we briefly discuss the observational manifestations of the star formation process in infrared dark clouds in the Galactic interstellar medium. Examples of such manifestations are presented, and a brief overview of the characteristics of molecular clouds is given. The results of observations of 37 molecular cores in infrared dark clouds in the methanol maser transition at 44 GHz and in the thermal molecular lines at 85 and 97 GHz are presented.

## Введение

Процесс звездообразования происходит в больших, плотных и холодных молекулярных облаках, имеющих иерархическую структуру, при которой плотность вещества возрастает от больших масштабов к меньшим [1]. Размеры этих облаков составляют от 10 пк и больше, масса достигает десятков и даже сотен тысяч масс Солнца, средняя плотность  $n_{\text{H}_2} \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ , температура  $T \sim 10 \text{ К}$ . Облака неоднородны, и внутри них выделяются сгустки (clumps) размером около 1 пк и волокна (filaments) с характерной толщиной около 0.1 пк. В этих волокнах имеются плотные молекулярные ядра (cores), в которых, по современным представлениям, и происходит рождение звезд. Типичные размеры таких протозвездных ядер 0.02–0.8 пк, масса составляет десятки масс Солнца, температура 15–30 К и плотность  $n_{\text{H}_2} = 10^3\text{--}10^7 \text{ см}^{-3}$ . Некоторые ядра могут иметь более высокие температуры — до 100–200 К и называются «горячими ядрами», которые находятся на активной стадии формирования протозвезд.

В зависимости от начальной массы молекулярных облаков и ядер внутри них в них могут образовываться звезды как небольших масс, порядка солнечной, так и массивные звезды с массой от  $8M_{\odot}$  и более, вплоть до сотен масс Солнца. На данный момент процесс зарождения маломассивных звезд изучен довольно хорошо благодаря обзорам близлежащих молекулярных облаков в радиусе около 500 пк (так называемый пояс Гудда), охватывающим разные масштабы вплоть до масштабов молодых протозвезд в диапазонах от ИК до субмиллиметровых длин волн [2–4]. Данные с космических телескопов инфракрасного

диапазона *Spitzer* и *Herschel* в комбинации с данными наземных инструментов субмиллиметрового диапазона позволили идентифицировать множество молодых звездных объектов (young stellar objects, YSO) и исследовать их эволюционный статус [5, 6].

Важно отметить, что во всех ближайших к нам облаках молодые звездные объекты имеют небольшие или средние массы. Облака, в которых формируются массивные протозвезды с массой  $> 8M_{\odot}$ , находятся гораздо дальше, на расстояниях в несколько килопарсек в среднем. Массивные звезды составляют малое количество от общего числа звезд в Галактике, порядка 1 % по численности, но не по массе и не по влиянию, которое они оказывают на все процессы в Галактике. Их влияние огромно, — они во многом определяют весь процесс звездообразования в крупных масштабах [7]. Однако детали процесса рождения массивных звезд остаются во многом неизученными, так как массивные протозвезды очень быстро эволюционируют, глубоко погружены в родительские газопылевые облака и расположены далеко от Солнца, что затрудняет их поиск и исследования. Модельные представления о самых ранних стадиях эволюции массивных звезд проверялись на весьма ограниченной выборке объектов [1, 7].

## Наблюдательные проявления процесса образования массивных звезд

Наблюдательные проявления процесса звездообразования обусловлены физическими условиями в молекулярных облаках, в том числе условиями возбуждения различных молекул и их обилием в той или иной области. При низкой температуре газа в протозвездных облаках и ядрах излучение молекул и пыли приходится в основном на миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн. Поэтому основные наблюдательные данные о процессах, происходящих внутри облаков, получают с помощью наземных радиотелескопов и интерферометров. Изучение процесса фрагментации молекулярных сгустков, набора массы, образования аккреционных дисков и истечений вещества в формирующихся массивных протозвездных объектах остается актуальной задачей современной астрофизики.

Кроме того, процесс рождения массивных звезд сопровождается мазерной активностью и вспышками аккреции вещества (см., например, [8, 9]). Наблюдение этих явлений дает уникальную возможность заглянуть в самые ранние этапы формирования массивных протозвезд. Например, в работе [10] исследователи смогли увидеть процесс зарождения биполярного потока в массивной звезде W75N(B)-VLA2 буквально на масштабе пары десятков лет (см. репродукцию рисунка из статьи [10] на рис. 1). При сравнении двух эпох наблюдений на интерферометре VLA в 1996 и 2014 гг. (верхняя и нижняя панели на рис. 1) можно видеть, как происходит процесс коллимации потока. На этом же рисунке показаны положения мазеров водяного пара  $H_2O$  и метанола  $CH_3OH$ . Видно, что цепочки мазеров соответствуют фронту распространения биполярного потока, т. е. области, в которой происходит взаимодействие потока с окружающим более спокойным газом.

Приведенный выше яркий пример наблюдательных проявлений процесса формирования массивных звезд демонстрирует важность поиска и подробного изучения как можно большего количества кандидатов в массивные протозвезды. Как отмечалось выше, прямые наблюдения таких объектов затруднены в силу их удаленности от Солнца и глубокого расположения внутри плотных облаков молекулярного газа. Признаком текущей активности внутри облака может являться присутствие мазерного излучения и особенно его переменность, таким образом, мазеры могут служить инструментами для поиска потенциальных кандидатов в протозвезды.

«Инфракрасные темные облака» (дословный перевод названия “Infrared Dark Clouds”, IRDC) считаются предшественниками скоплений молодых звезд, и в них как раз могут

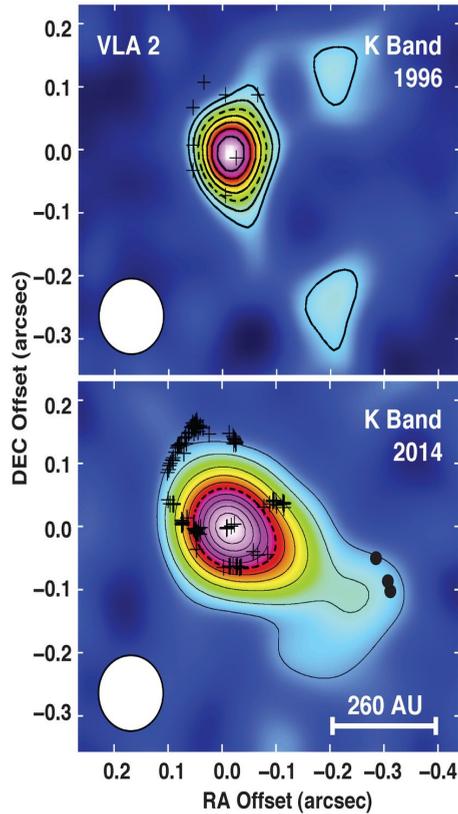


Рис. 1. Репродукция рис. 2 из статьи [10]. Сравнение двух эпох наблюдений массивной звезды W75N(B)-VLA2 на интерферометре VLA в К-диапазоне. Контурсы показывают излучение в континууме, а крестики и точки — положения мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  и метанола ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ) соответственно

рождаться массивные звезды [11]. Изучение этих облаков, таким образом, имеет прямое отношение к исследованию ранних этапов эволюции массивных звезд. IRDC были впервые идентифицированы в наблюдениях космических миссий инфракрасного диапазона ISO (*Infrared Space Observatory*) и MSX (*Midcourse Space Experiment*) как темные области на ИК фоне Галактики [12], и далее их уже с существенно лучшим разрешением наблюдали на телескопе *Spitzer* [13]. Пример «инфракрасного темного облака» приведен на рис. 2. Общее количество облаков IDRC составляет более 10 тыс., и внимание к ним приковано со сравнительно недавнего времени. До этого в основном исследователи концентрировались на ближайших к Солнцу молекулярных облаках и хорошо известных областях звездообразования.

Что может служить признаком формирования массивной протозвезды в плотном молекулярном облаке? Прекрасным зондом областей образования звезд служат мазеры: они отслеживают аккреционные диски, молекулярные потоки, ударные волны в окрестности формирующихся звезд. Яркими примерами такого зондирования мазерами являются недавние обнаружения вспышек аккреции в массивных протозвездных объектах, в процессе которых мазерное излучение меняло свои свойства (яркость, расположение мазерных пятен), и благодаря этому удалось восстановить детальную картину данного явления. Например, по мазерам метанола II класса удалось восстановить спиральную структуру диска в массивной протозвезде G358 [14, 15].

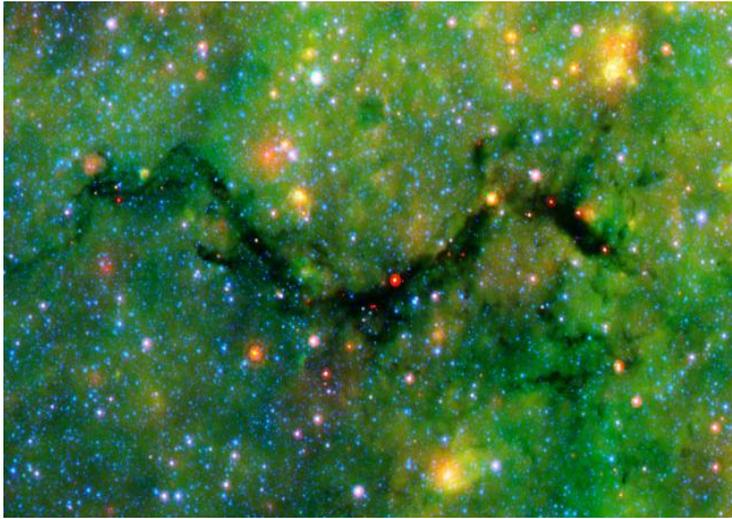


Рис. 2. Изображение темного облака под названием «Змея» в искусственных цветах, полученное камерой IRAC космического телескопа *Spitzer*. Изображение взято с сайта <https://pweb.cfa.harvard.edu>

Поскольку мазеры являются хорошими зондами для отдельных массивных протозвезд, то возникает вопрос: могут ли они также быть зондами каких-либо крупномасштабных явлений на масштабах больших сгустков (clumps) внутри IRDC? Так, метанольные мазеры I класса (с1ММ) на частоте 44 ГГц (переход  $7_0 - 6_1A+$ ) являются очень хорошими трейсерами молекулярных потоков, поскольку они возникают в результате столкновительной накачки в местах взаимодействия потоков вещества с окружающим спокойным газом родительского облака [16]. В среднем они расположены на расстоянии до 1 парсека от молодой протозвезды, с которой ассоциируется поток, и, таким образом, предоставляют нам возможность исследовать крупномасштабные явления, связанные с образованием массивных звезд. Например, биполярный поток в источнике DR21(OH) очень хорошо прослеживается по мазерам с1ММ, как показано на рис. 3 из работы [17].

Однако пока остается неясным, чем в большей степени определяются свойства молекулярных потоков — центральным молекулярным ядром, в котором формируется звезда, или окружающей родительской средой. Например, не было найдено значимой корреляции между массой молекулярных ядер в скоплении массивных протозвезд W43-MM1 и длиной и скоростью потоков, которые с ними связаны [18]. По-видимому, плотная окружающая среда сдерживает развитие протозвездного потока. Таким образом, актуален вопрос о том, существует ли какая-то связь между мазерами с1ММ и свойствами родительского молекулярного сгустка и молекулярных ядер, которые в этом сгустке имеются. Кроме того, важен вопрос об эволюционном статусе ядер, с которыми ассоциируются с1ММ.

## Молекулярные ядра в плотных темных облаках

Чтобы прояснить эти вопросы, необходимо исследовать большую выборку источников, в том числе в IRDC, находящихся на различных стадиях эволюции. В нашей работе [19] была предложена выборка из 37 молекулярных ядер, находящихся на разных стадиях эволюции. Классификация источников выборки основывалась на их наблюдаемых свойствах в ИК-диапазоне, согласно методике, предложенной в работе [20], и включала в себя сле-

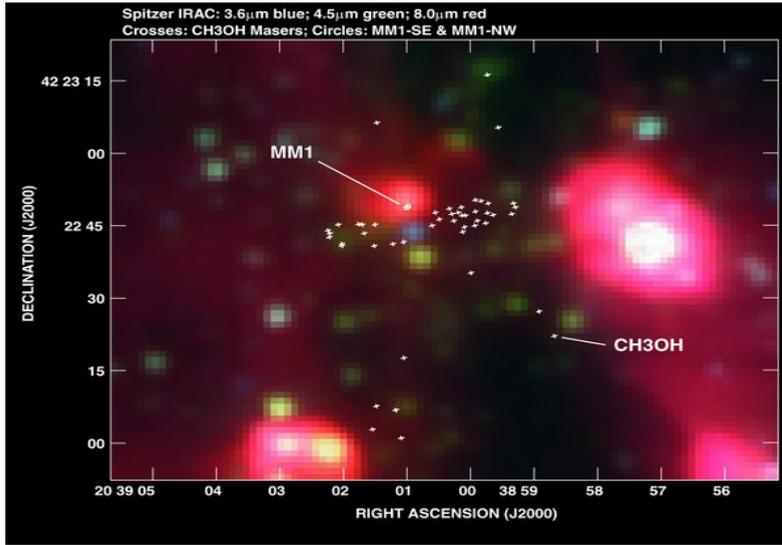


Рис. 3. Репродукция рис. 6 из работы [17]. Трехцветное изображение области DR21(OH), полученное на телескопе *Spitzer*, на которое наложены положения мазеров метанола I класса на частоте 44 ГГц (крестики)

дующие типы ядер: активные, промежуточные и спокойные. Активными считались ядра, ассоциирующиеся с ИК-излучением на длинах волн 4.5 и 24 мкм по данным камер IRAC и MIPS телескопа *Spitzer*. Если нет ассоциации с ИК-излучением на этих длинах волн, то ядро называлось спокойным. В случае когда имелась ассоциация ядра с ИК-излучением на какой-то одной длине волны, 4.5 или 24 мкм, то такое ядро считалось промежуточным. Известно, что на длине волны 4.5 мкм излучает газ в областях ударных волн, а излучение на 24 мкм связано с эмиссией вещества, падающего в ядре на центральную протозвезду. Таким образом, присутствие ИК-излучения на данных длинах волн сигнализирует о происходящем активном формировании протозвезды внутри молекулярного ядра.

На трехцветных изображениях, полученных с помощью *Spitzer*, можно увидеть участки излучения на трех длинах волн: 3.6, 4.5 и 8.0 мкм, которым соответствуют свои цвета — голубой, зеленый и красный соответственно. В работе [20] были идентифицированы протяженные участки излучения на длине волны 4.5 мкм, которые авторы назвали “green fuzzies” (позднее в литературе закрепилось другое название — Extended Green Objects, EGO или «протяженные зеленые объекты» [16]). Следует отметить, что ассоциация таких объектов с зеленым цветом является формальной, поскольку излучение диапазона 4.5 мкм искусственно раскрашено на изображениях зеленым цветом. Также авторы выделили в отдельный класс объекты, излучающие на длине волны 8 мкм, и назвали их “red cores” («красные ядра»). Вероятно, излучение 8 мкм связано с ультракомпактными зонами НП. На рис. 4 на верхней панели представлены изображения протяженных зеленых объектов (“green fuzzies”, EGO) и красных ядер. На обоих рисунках белым кружком показаны границы молекулярных ядер, определенных по наблюдениям на длине волны 1.2 мм [20]. Средняя и нижняя панели рис. 4 иллюстрируют классификацию ядер (активные, промежуточные и спокойные) по ассоциации с ИК-излучением на 4.5 и 24 мкм.

Также в нашу выборку [19] были включены 12 источников из большой программы CORE, проводящейся на телескопе IRAM [21]. Программа нацелена на изучение процесса фрагментации молекулярных сгустков, для чего наблюдались различные области звездообразования на длине волны 1.37 мм. Источники в программе CORE разделены на два

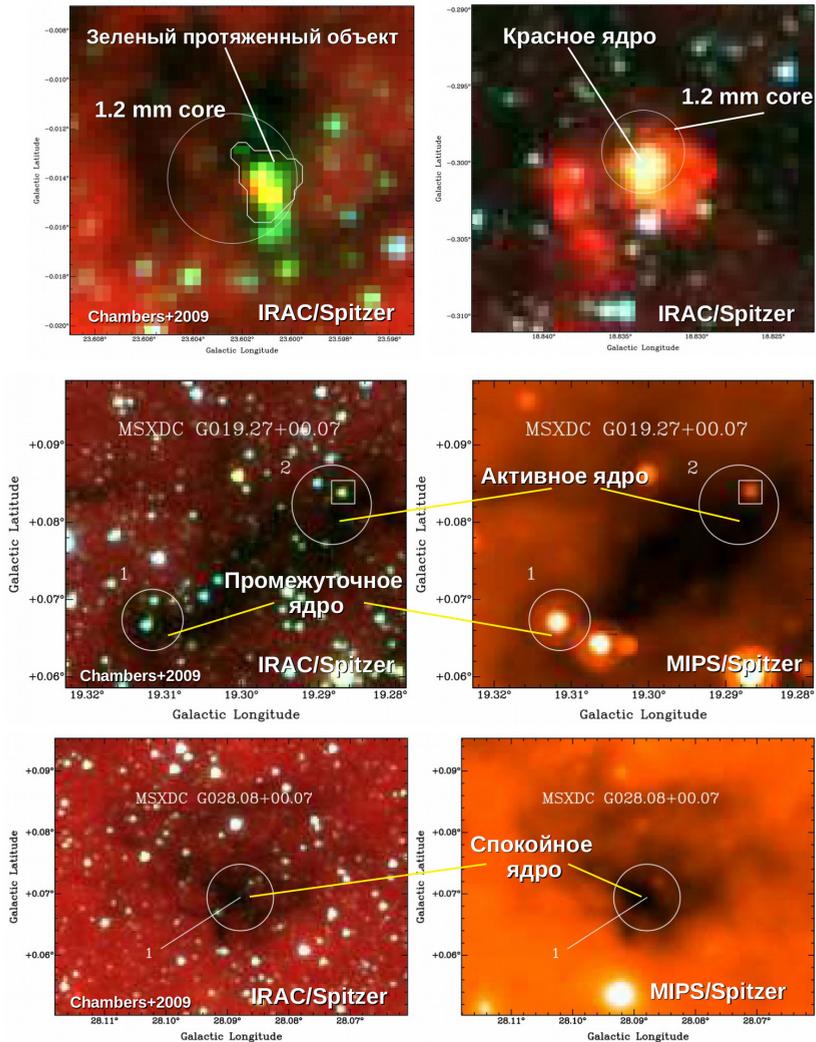


Рис. 4. Пояснения к классификации молекулярных ядер (подробнее см. в тексте). Трехцветные изображения получены с помощью камеры IRAC/Spitzer на трех длинах волн: 3.6, 4.5 и 8.0 мкм [20]. Изображения с камеры MIPS/Spitzer получены на длине волны 24 мкм. Протяженные зеленые объекты (“green fuzzies” или EGO) — области, ассоциирующиеся с излучением на 4.5 мкм [20]

класса: ИК-яркие и ИК-тихие. Граница между классами определяется по светимости на длине волны 21 мкм (с учетом расстояния до источников).

Цель нашей работы [19] состояла в том, чтобы определить, какой тип ядер, с какими свойствами, с большей вероятностью будет содержать метанольные мазеры первого класса sMM. Также целью было определить кинетическую температуру источников, лучевую концентрацию некоторых молекул, определить химический состав вещества и попытаться связать эти факторы с фактом наличия или отсутствия мазеров sMM в облаке. Для этого были проведены спектральные наблюдения не только на частоте мазера sMM 44 ГГц, но и в полосах частот на 85 и 97 ГГц, куда попадают линии излучения разнообразных молекул, что дало возможность исследовать молекулярный состав газа.

## Результаты наблюдений молекулярных ядер

Наблюдения были проведены на 20-метровом радиотелескопе в Онсале в Швеции. Мазерное излучение метанола на 44 ГГц было обнаружено в 29 из 37 источников. При этом было открыто четыре новых мазера сИММ в следующих источниках: G034.4+0.24f (промежуточное ядро), G084.95–00.69 (ИК-яркое ядро), G108.76–00.99 и IRAS 21078+5211 (ИК-тихое ядро). Спектры перечисленных мазерных источников приведены на рис. 5. Высокий уровень детектирования (78 %) мазеров метанола в выборке из источников различных типов и открытие новых мазеров показывает, что каталог известных сИММ все еще далек от насыщения.

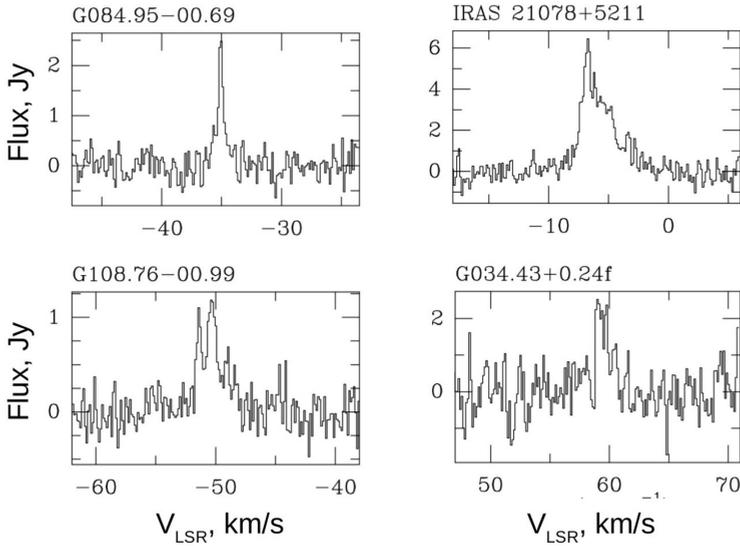


Рис. 5. Спектры источников мазерного излучения метанола I класса, обнаруженных впервые в наблюдениях на 20-метровом Онсальском радиотелескопе в Швеции [19]

Анализ детектирования сИММ в источниках с различными ИК свойствами показал, что молекулярные ядра, в которых присутствует ИК-излучение на какой-либо длине волны, содержат мазеры на частоте 44 ГГц. В так называемых спокойных ядрах, которые не ассоциированы с ИК-излучением, мазеров в наших наблюдениях не обнаружилось. В 100 % случаев мазеры были детектированы только в ядрах промежуточного типа и ИК тихих источниках. Активные ядра, красные ядра и ИК яркие источники, которые можно считать более продвинутыми по эволюционной шкале, дали соответственно 88, 83 и 67 % статистику обнаружения мазеров (см. гистограмму на рис. 6). Таким образом, получено указание на то, что мазеры сИММ чаще отслеживают ранние стадии звездообразования, характеризующиеся умеренными ИК признаками. Промежуточные и ИК тихие молекулярные ядра могут быть наиболее подходящими целями для будущих поисков сИММ.

Были получены данные о молекулярных линиях  $\text{CH}_3\text{CCH}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CS}$  и ряде других частиц на частотах 85.5, 96.7 и 98 ГГц. Гистограмма на рис. 7 (верхняя панель) демонстрирует процент обнаружения 15 наиболее часто встречающихся молекул в нашей выборке. Излучение метилацетилена  $\text{CH}_3\text{CCH}$  было обнаружено в 24 источниках. Эта молекула важна для определения кинетической температуры в излучающей области, так как она является хорошим термометром плотного газа в молекулярных облаках. Методика определения температуры и лучевой концентрации молекул по так называемым «вращательным диаграммам» для метилацетилена хорошо известна. Для большинства молекулярных сгустков

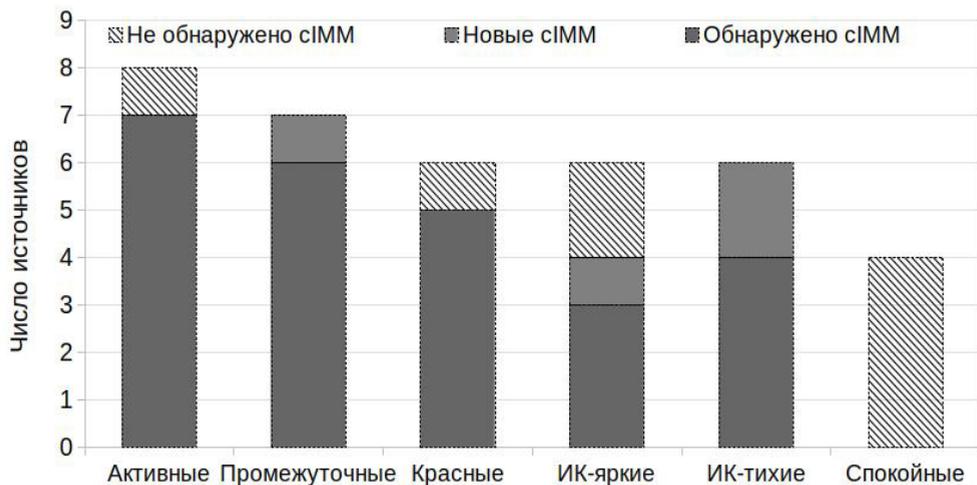


Рис. 6. Статистика обнаружения мазеров метанола I класса (сИММ) в различных типах молекулярных ядер [19]

температура попадает в диапазон 10–40 К, а лучевая концентрация молекул  $\text{CH}_3\text{CCH}$  составляет  $N_{col}(\text{CH}_3\text{CCH}) \sim (2-15) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Лучевая концентрация молекул  $\text{CS}$  составила  $N_{col}(\text{CS}) \sim (1-35) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  и была получена исходя из анализа спектров изотополога  $\text{C}^{34}\text{S}$ , для которого была вычислена концентрация в приближении оптически тонкого излучения в этой линии и ЛТР. Отношение содержания изотопов серы  $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} \sim 15$  было взято для галактоцентрических расстояний 3–7 кпк [22], на которых в основном располагаются все источники выборки. Обнаружение молекул  $\text{H}^{13}\text{CN}$  и  $\text{HC}^{18}\text{O}^+$  в большей части выборки указывает на наличие плотного газа в местах наблюдаемых сгустков в облаках IRDC.

Анализ детектирования молекул по разным типам источников показал, что есть тенденция к тому, что мазеры сИММ не обнаруживаются в более «бедных» молекулами источниках, как видно на гистограмме рис. 7 (нижняя панель). Статистика детектирования молекул в источниках без сИММ составляет 38–50 % для разных ядер. Все ИК тихие источники содержат мазеры и имеют наиболее богатые молекулярными линиями спектры (статистика до 100 %), причем два из четырех новых мазеров были обнаружены именно в этом типе источников. Можно заключить, что сИММ имеют тенденцию к обнаружению в источниках с богатыми молекулярными спектрами.

Мы также попытались выявить связь между величиной потока мазерного излучения и интегральной интенсивностью тепловых линий  $\text{CH}_3\text{CCH}$ . Оказалось, что источники с более яркими мазерами сИММ демонстрируют линии  $\text{CH}_3\text{CCH}$  с большей интенсивностью, как показано на графике на рис. 8. Более того, те источники, в которых мазеры не были обнаружены, имеют в 4 раза более низкие интенсивности линий  $\text{CH}_3\text{CCH}$  по сравнению с источниками с сИММ: 0.3 и 1.25 К км/с соответственно. Таким образом, обнаружена умеренная корреляция между плотностью потока сИММ и интегральной интенсивностью молекулярных линий, что указывает на связь между общим объемом газа и интенсивностью мазера. На рис. 8 есть три источника, которые существенно отличаются от остальных: NGC 7538 S, G34.43с и G24.33, поэтому линейная аппроксимация данных была проведена без учета этих источников. Они являются наиболее яркими мазерами в выборке, а источник G24.33 демонстрирует вспышки аккреции, по последним данным [23]. Это говорит о том, что яркость мазеров в каких-то отдельных случаях может определяться дополнительными факторами, например, пекулярными явлениями типа вспышек и т. д. Значимой корреля-

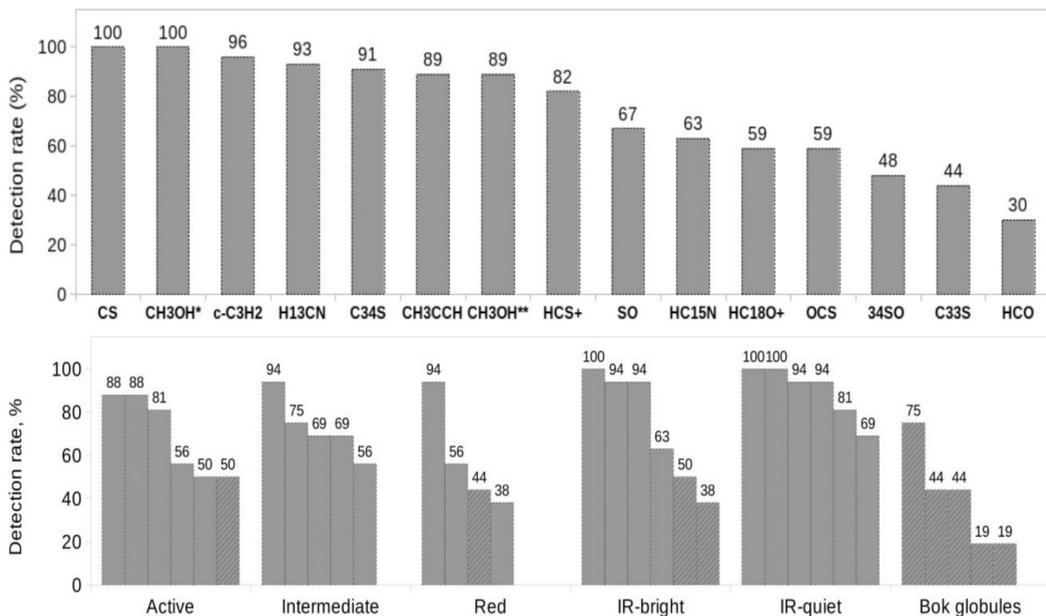


Рис. 7. Статистика обнаружения 15 наиболее часто встречающихся молекул по всей выборке (верхняя панель) и в разных типах молекулярных ядер (нижняя панель). Заштрихованные столбцы соответствуют ядрам, в которых не были обнаружены мазеры cIMM [19]

ции мазерного излучения с другими параметрами, такими как кинетическая температура и плотность молекул  $\text{CH}_3\text{CCH}$ , на луче зрения не обнаружено.

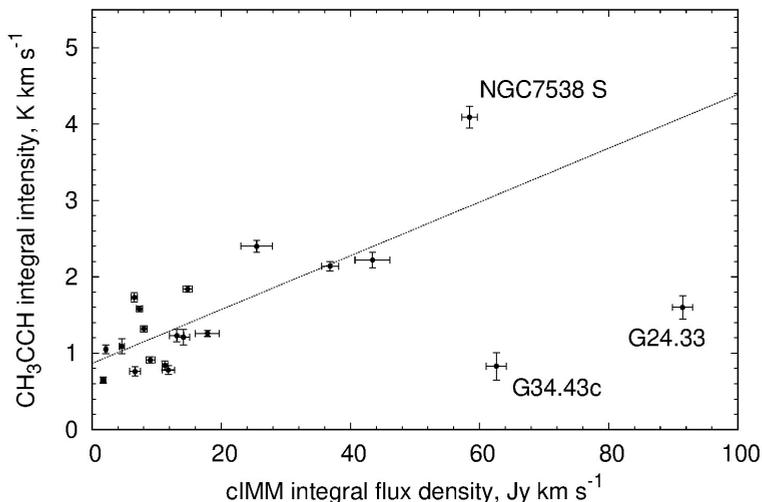


Рис. 8. Связь между интегральной плотностью потока линий cIMM и  $\text{CH}_3\text{CCH}$ . Пунктирная линия соответствует линейной подгонке данных, за исключением трех источников, которые не аппроксимировались (подробнее см. в тексте): NGC 7538 S, G24.33 и G34.43c. (Проверка статистической значимости: коэффициент корреляции Пирсона равен 0.75,  $p - value = 0.00055$  [19])

Анализ спектров молекул  $\text{CH}_3\text{CSH}$  на частоте 85 ГГц и  $\text{CS}$  на частоте 98 ГГц показал, что сИММ ассоциируются с потоками вещества, связанными с молекулярными ядрами, т. е. находятся на существенном удалении от самих ядер. На рис. 9 приведены примеры спектров молекулярных ядер из нашей выборки [19]. Вертикальные красные линии соответствуют скорости на луче зрения, соответствующей  $\text{CH}_3\text{CSH}$ , а зеленые линии — компонентам мазеров метанола сИММ. Видно, что есть отличие скоростей мазеров и молекулярных ядер, с которыми связано излучение метилацетилена. Сравнение ширины тепловых линий  $\text{CS}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{CH}_3\text{CSH}$  показывает, что у первых двух молекул ширины линий одинаковые, а у третьей — существенно меньше. Это говорит о том, что излучение  $\text{CS}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  приходит из большего объема газа, чем излучение  $\text{CH}_3\text{CSH}$ .

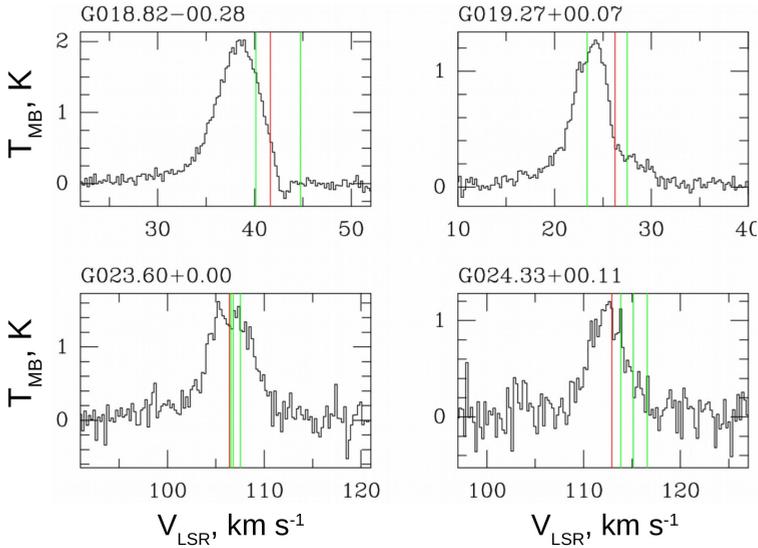


Рис. 9. Спектры теплового излучения  $\text{CS}$  ( $J = 2 - 1$ ) на частоте 98 ГГц. Разрешение по скорости составляет 0.23 км/с.  $T_{\text{MB}}$  — амплитуда в кельвинах, соответствующая яркостной температуре источника, усредненной по главному лучу диаграммы направленности телескопа. Красные вертикальные линии указывают скорость линии  $\text{CH}_3\text{CSH}$ , а зеленые вертикальные линии показывают скорость компонентов мазеров сИММ [19]

## Заключение

- Мазерное излучение метанола I класса на частоте 44 ГГц обнаружено в 29 из 37 источников (78 %), все эти источники имеют ИК-признаки текущего процесса звездообразования внутри молекулярного облака. Получено указание на то, что мазеры сИММ чаще отслеживают ранние стадии звездообразования, характеризующиеся умеренными ИК-признаками.
- Открыто четыре новых мазера сИММ: G034.4+0.24f (промежуточное ядро), G084.95-00.69 (ИК яркое ядро), G108.76-00.99 и IRAS 21078+5211 (ИК тихое ядро). Высокий уровень детектирования показывает и открытие новых сИММ, что каталог известных метанольных мазеров на частоте 44 ГГц все еще далек от насыщения.
- В «тихих» ядрах без ИК-излучения мазеры сИММ не обнаружены. Кроме того, такие ядра имеют более «бедные» молекулярные спектры, чем большинство источников с

sIMM. Это может указывать на то, что sIMM с большей вероятностью обнаруживаются в источниках с более богатыми молекулярными спектрами.

- Обнаружена корреляция между плотностью потока sIMM и интегральной интенсивностью линий метилацетилена  $\text{CH}_3\text{CCN}$ . Источники, не показывающие мазерного излучения на 44 ГГц, имеют в 4 раза более низкие интегральные интенсивности линий  $\text{CH}_3\text{CCN}$ , а также молекулярные спектры с существенно меньшим числом линий, что указывает на наличие связи между мазерами и молекулярным окружением. Промежуточные и «ИК тихие» молекулярные ядра могут быть наиболее подходящими целями для будущих поисков sIMM.

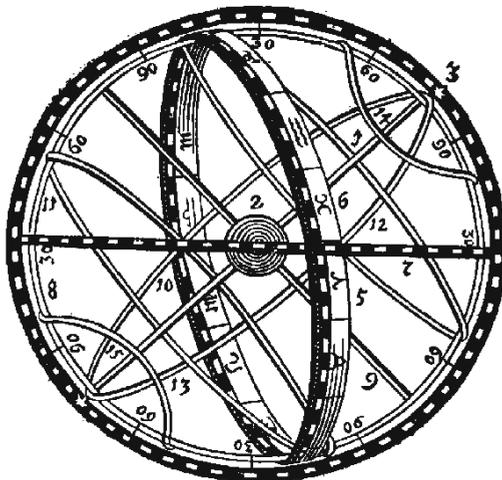
Авторы выражают благодарность Космической обсерватории Онсала за поддержку наблюдений на 20-метровом радиотелескопе. Национальная исследовательская инфраструктура Космической обсерватории Онсала финансируется за счет гранта Шведского исследовательского совета № 2017-00648.

## Библиографические ссылки

- [1] *Rosen A. L., Offner S. S. R., Sadavoy S. I. et al.* Zooming in on Individual Star Formation: Low- and High-Mass Stars // *Space Science Reviews*. — 2020. — Vol. 216. — P. 62.
- [2] *Ward-Thompson D., Francesco J. Di., Hatchell J. et al.* The James Clerk Maxwell Telescope Legacy Survey of Nearby Star-forming Regions in the Gould Belt // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2007. — Vol. 119, № 858. — P. 855.
- [3] *Evans N. J., Dunham M. M., Jørgensen J. K. et al.* The Spitzer c2d legacy results: star-formation rates and efficiencies; evolution and lifetimes // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2009. — Vol. 181, № 2. — P. 321.
- [4] *Megeath S. T., Gutermuth R., Muzerolle J. et al.* The Spitzer Space Telescope Survey of the Orion A and B molecular clouds. I. A census of dusty young stellar objects and a study of their mid-infrared variability // *The Astronomical Journal*. — 2012. — Vol. 144, № 6. — P. 192.
- [5] *Hatchell J., Fuller G. A., Richer J. S. et al.* Star formation in Perseus. II. SEDs, classification, and lifetimes // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 468, № 3. — P. 1009–1024.
- [6] *Sadavoy S. I., Francesco J. Di., André Ph. et al.* Class 0 protostars in the Perseus molecular cloud: a correlation between the youngest protostars and the dense gas distribution // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2014. — Vol. 787, № 2. — P. L18.
- [7] *Motte F., Bontemps S., Louvet F.* High-Mass Star and Massive Cluster Formation in the Milky Way // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — Vol. 56. — P. 41–82.
- [8] *Caratti o Garatti A., Stecklum B., Garcia Lopez R. et al.* Disk-mediated accretion burst in a high-mass young stellar object // *Nature Physics*. — 2017. — Vol. 13, № 3. — P. 276–279.
- [9] *Brogan C. L., Hunter T. R., Towner A. P. M. et al.* Sub-arcsecond (Sub)millimeter Imaging of the Massive Protocluster G358.93-0.03: Discovery of 14 New Methanol Maser Lines Associated with a Hot Core // *Astrophys. J. Lett.* — 2019. — Vol. 881, № 2. — P. L39.
- [10] *Carrasco-González C., Torrelles J. M., Cantó J. et al.* Observing the onset of outflow collimation in a massive protostar // *Science*. — 2015. — Vol. 348, № 6230. — P. 114–117.
- [11] *Rathborne J. M., Jackson J. M., Simon R.* Infrared Dark Clouds: Precursors to Star Clusters // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Vol. 641, № 1. — P. 389.

- [12] *Perault M., Omont A., Simon G. et al.* First ISOCAM images of the Milky Way. // *Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 315. — P. L165–L168.
- [13] *Churchwell E., Babler B. L., Meade M. R. et al.* The Spitzer/GLIMPSE Surveys: A New View of the Milky Way // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific.* — 2009. — Vol. 121, № 877. — P. 213.
- [14] *Burns R. A., Sugiyama K., Hirota T. et al.* A heatwave of accretion energy traced by masers in the G358-MM1 high-mass protostar // *Nature Astronomy.* — 2020. — Vol. 4. — P. 506–510.
- [15] *Burns R. A., Uno Y., Sakai N. et al.* A Keplerian disk with a four-arm spiral birthing an episodically accreting high-mass protostar // *Nature Astronomy.* — 2023. — Vol. 7. — P. 557–568.
- [16] *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 // *The Astrophysical Journal.* — 2009. — Vol. 702. — P. 1615–1647.
- [17] *Araya E. D., Kurtz S., Hofner P., Linz H.* Radio continuum and methanol observations of DR21(OH) // *The Astrophysical Journal.* — 2009. — Vol. 698, № 2. — P. 1321.
- [18] *Nony T., Motte F., Louvet F. et al.* Episodic accretion constrained by a rich cluster of outflows // *Astronomy & Astrophysics.* — 2020. — Vol. 636. — P. A38.
- [19] *Shakhvorostova N. N., Alakoz A. V., Bayandina O. S. et al.* Probing infrared dark clouds with class I methanol masers and thermal molecular emission using the Onsala 20 meter telescope // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 526, № 1. — P. 1165–1189.
- [20] *Chambers E. T., Jackson J. M., Rathborne J. M., Simon R.* Star Formation Activity of Cores within Infrared Dark Clouds // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* — 2009. — Vol. 181. — P. 360–390.
- [21] *Beuther H., Mottram J. C., Ahmadi A. et al.* Fragmentation and disk formation during high-mass star formation. IRAM NOEMA (Northern Extended Millimeter Array) large program CORE // *Astronomy and Astrophysics.* — 2018. — Vol. 617. — P. A100.
- [22] *Yu H. Z., Zhang J. S., Henkel C. et al.* Galactic Interstellar Sulfur Isotopes: A Radial <sup>32</sup>S/<sup>34</sup>S Gradient? // *The Astrophysical Journal.* — 2020. — Vol. 899. — P. 145.
- [23] *Kobak A., Bartkiewicz A., Szymczak M. et al.* Multi-frequency VLBI observations of maser lines during the 6.7 GHz maser flare in the high-mass young stellar object G24.33+0.14 // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 671. — P. A135.

# Студенческие доклады



## МОДЕЛЬ ОБРАБОТКИ ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВОГО СИГНАЛА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ПУЛЬСАРНОГО ТАЙМИНГА

**С. А. Андрианов**

*Санкт-Петербургский государственный университет*

В настоящей работе представлена статистическая модель выделения сигнала слабого стохастического гравитационно-волнового (ГВ) фона в наблюдениях массива радиопульсаров, проводимых по программам тайминга. Модель представляет собой блок генерации низкочастотного ГВ шума в наблюдательных данных и блок обработки полученного сигнала. Обработка данных производится с помощью методов статистики, основанных на частотной трактовке вероятности. Приведенная модель используется для обработки одной из внедряемых реализаций ГВ фона. Результатом обработки являются оценки вероятности присутствия ГВ сигнала в данных и амплитуды стохастического ГВ поля.

## MODEL OF GRAVITATIONAL WAVE SIGNAL PROCESSING IN FRAMEWORK OF PULSAR TIMING ARRAY

**S. A. Andrianov**

*St Petersburg university*

This work describes a statistical model of detection of a weak stochastic gravitational wave (GW) present in the timing data of a pulsar array. The model consists of a generator of the low-frequency noise modeled the signal of the stochastic GW background and a block of pulsar timing array data processing. The data processing is carried out with the help of statistical methods based on the frequentist interpretation of probability. The model under discussion is used for processing one of the generated GW background realizations. The result of the data processing is the estimates of the likelihood of detection of the GW signal in timing data and the magnitude of the stochastic GW field.

## Введение

В 2023 г. несколько исследовательских групп сообщили об обнаружении в данных тайминга массива пульсаров наличия сигнала стохастического гравитационно-волнового фона [1, 2]. Тайминг пульсаров позволяет обнаруживать ГВ в диапазоне сверхнизких частот ( $\sim 10^{-6}$ – $10^{-8}$  Гц), недоступном наземным ГВ интерферометрам типа LIGO/VIRGO, и расширяет возможности наземной ГВ астрономии. Основы поиска ГВ посредством тайминга аналогичны методам, разработанным для наземных наблюдений [3], однако, ввиду геометрических особенностей — астрономических расстояний до пульсаров ( $\sim 1$  кпк), требуют длительных временных интервалов наблюдений (порядка десятков лет). Поэтому для предсказания ожидаемых результатов наблюдений и отладки методов обнаружения низкочастотных ГВ необходимо разрабатывать различные физические модели стохастического ГВ сигнала и совершенствовать модели его обработки.

# Модель гравитационно-волнового фона

Пульсарный тайминг — это процесс определения моментов прихода импульсов пульсара на регистрирующее устройство. Результатами тайминга являются набор детерминированных параметров модели вращения пульсара и остаточные отклонения, представляющие собой ошибки моделирования [4]. ГВ, как и другие эффекты, не учтенные в модели тайминга, отражаются на остаточных отклонениях как компоненты временного ряда, имеющие особенную для каждого параметра структуру. Вклад стохастического фона в остаточные отклонения есть шум, который необходимо выделить из других видов шумов. Примечательно, что сам ГВ шум не имеет выделенной структуры, однако его можно идентифицировать по специфической форме корреляции между парами остаточных отклонений пульсаров [5].

Инъекция сигнала (добавление искомого ГВ шума) в остаточные отклонения производится согласно методам, описанным в [5]. Предполагается, что ГВ описываются линеаризованными уравнениями поля Эйнштейна, где за фоновую метрику принимается метрика Минковского. Так как наиболее вероятным сценарием генерации ГВ на данный момент является сигнал от ансамбля неразрешенных равномерно распределенных на небесной сфере сливающихся пар сверхмассивных черных дыр, Фурье гармоники возмущающей метрики являются нормальными случайными величинами. Первый момент распределения гармоник тождественно равен нулю, а второй описывает степенной спектр поля (с показателем степени  $-2/3$ ) и его изотропность, неполяризованность и стационарность. Относительно пульсаров предполагается, что модель тайминга идеальна, но в остаточных отклонениях моментов прихода импульсов присутствует так называемый пульсарный шум, обусловленный внутренними процессами, происходящими в пульсаре, моделируемый как фликкер-шум. Мощность ГВ шума много меньше мощности фликкер-шума. Для расчета моментов прихода импульсов на основании модели вращения пульсара используется программный пакет Tempo2 [6]. В рамках изложенных положений индуцируемые ГВ остаточные отклонения описываются формулой Сажина — Детвеллера [5], а кросс-корреляционный паттерн пар пульсаров — кривой Хеллингса — Даунса [5].

Модуль обработки сигнала содержит статистические оценки, выводимые из функции правдоподобия в рамках частотной трактовки вероятности [3]. Функция правдоподобия описывает ожидаемую форму остаточных отклонений и представляет собой многомерное распределение Гаусса. Из функции правдоподобия формируются точечные оценки величины сигнала, его дисперсии и статистика обнаружения сигнала. Статистика обнаружения  $\Lambda$  в пределе малого сигнала представляет собой квадрат отношения сигнал/шум  $\text{SNR}^2$ . Отметим, что максимизация правдоподобия также приводит к оптимальной фильтрации, позволяющей усилить ГВ шум на фоне других шумов.

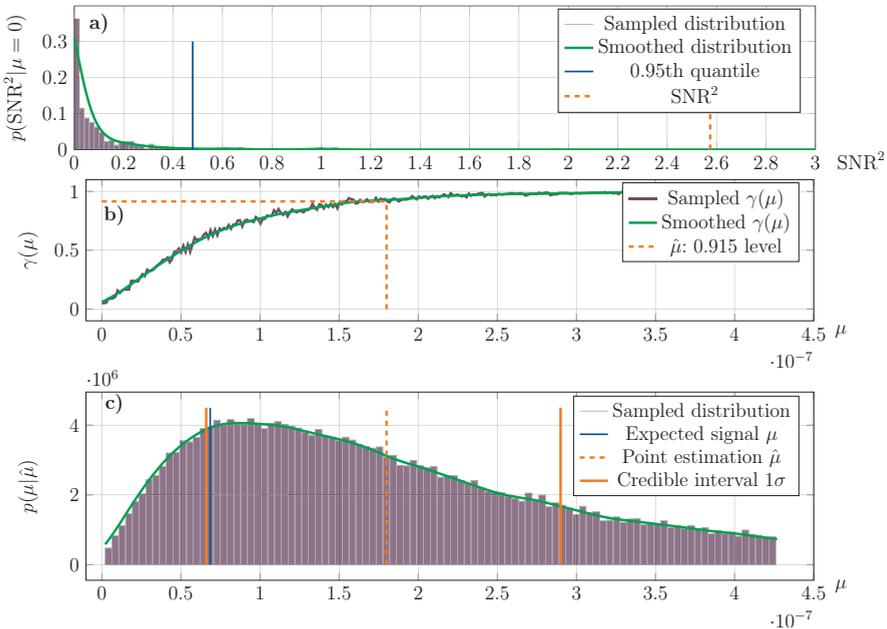
Проведение интервальных оценок сопряжено со статистическим моделированием (симуляцией) множества реализаций поля. Параметры симуляций выбираются так, чтобы результаты максимально повторяли исследуемые наблюдения. Уровень сигнала семплируется вокруг значения данной точечной оценки, мощность и спектр пульсарного шума устанавливаются равными наблюдаемым. В качестве результатов симуляций интерес представляют:

- распределение статистики обнаружения в отсутствие сигнала  $p(\Lambda|\mu = 0)$ , из которой устанавливается порог обнаружения, соответствующий заданному уровню ложного обнаружения  $\alpha$ ;
- зависимость вероятности верного обнаружения сигнала от его мощности  $\gamma(\mu)$  при заданном пороговом значении обнаружения, строящаяся из семейства распределений  $p(\Lambda|\mu)$ ;
- распределение величины сигнала, получающегося в эксперименте  $\hat{\mu}$  при заведомо известном ожидаемом значении  $\mu$ :  $p(\hat{\mu}|\mu)$ , которое используется для проведения ин-

тервальных оценок величины сигнала, таких как верхний предел или доверительный интервал (в случаях необнаружения или обнаружения сигнала в данных соответственно).

## Пример обработки сигнала

В настоящем разделе приведен пример обработки симулируемых данных, трактуемых как реальные наблюдения. В начале обработки были произведены точечные оценки параметров уровня сигнала  $\hat{\mu}$ , величины дисперсии сигнала  $\hat{\sigma}^2$  и отношения сигнал/шум. Эти параметры были использованы для массовой симуляции (порядка  $10^5$  реализаций) ожидаемых исходов эксперимента. По завершении инъекций был выбран пороговый уровень обнаружения, соответствующий вероятности ложного обнаружения 5 %, и сделан вывод в пользу гипотезы присутствия влияния ГВ в «реальных» наблюдениях (рис. *a*). Далее была построена эмпирическая функция  $\gamma(\mu)$  и вынесено заключение, что сигнал мощности  $\hat{\mu}$ , полученный в эксперименте, имеет вероятность верного обнаружения 91 % (рис. *b*).



Результаты обработки ГВ фона в рамках частотной статистики: *a* — распределение статистики обнаружения  $\text{SNR}^2$  при отсутствии сигнала в данных. Синяя сплошная линия отмечает порог с вероятностью ложного обнаружения 5 %, оранжевая пунктирная линия отмечает значение статистики, полученное в эксперименте; *b* — функция  $\gamma(\mu)$  вероятности верного обнаружения сигнала мощности  $\mu$ . Оранжевая пунктирная линия отмечает полученную в эксперименте оценку  $\mu$  с соответствующей вероятностью обнаружения; *c* — распределение уровня инжектируемого сигнала  $\mu$  в экспериментах, дающих точечную оценку  $\hat{\mu} \pm \hat{\sigma}$ . Оранжевая пунктирная линия отмечает полученную в эксперименте оценку  $\hat{\mu}$ , оранжевые сплошные линии — доверительный интервал, синяя сплошная линия — действительный уровень инжектированного сигнала

В заключение анализа точечной оценке был присвоен 68 % доверительный интервал, т. е. проведена оценка на уровне значимости  $1\sigma$ . Из семплированной выборки распределения мощности сигнала был выбран интервал инжектируемого сигнала  $\mu$ , соответствующий

щий  $\hat{\mu} \pm \hat{\sigma}$ . Заметим, что распределение заранее известной мощности  $\mu$  (рис. *c*) смещено влево, т. е. реальная мощность сигнала статистически значимо меньше точечной оценки. Подобное поведение прослеживается для всех уровней внедряемого сигнала. Оно вызвано ненулевой корреляцией шума (любой коррелирующий шум относится программой обработки к сигналу). Достоверно зная, что модель поля верна, доверительный интервал можно центрировать на моду соответствующего распределения. Однако при обработке реальных наблюдений утверждать идеальность модели невозможно, поэтому подобное повышение точности не имеет смысла. Все результаты анализа проиллюстрированы на рисунке.

## Обсуждение результатов

Хотя описанный выше алгоритм обработки дал удовлетворительные результаты при значении отношения сигнал/шум порядка 1, нельзя забывать, что используемая в обработке модель была заведомо верна. Очевидно, что описанная модель подходит только для простейшей обработки, быстрой оценки результатов наблюдений. Для полноты модель необходимо дополнить инструментами байесовой статистики, а также выбрать функцию правдоподобия, учитывающую результаты тайминга пульсаров (в котором происходит оценка гораздо большего количества параметров, порядка десятков), т. е. отказаться от предположения идеальности модели тайминга. Также использование в блоке симуляции иных распределений и природы источников генерации поля и альтернативных теорий гравитации может позволить сравнивать наблюдательные данные с реализациями разных физических моделей и выбирать из предложенных наиболее близко описывающие реальность.

Таким образом, на данном этапе развития модель является хорошей иллюстрацией процесса обработки ГВ наблюдений, однако для использования ее в качестве реального инструмента необходим ряд доработок.

Автор выражает благодарность профессору, д. ф.-м. н. Копейкину Сергею Михайловичу за плодотворные консультации, многочисленные советы и рекомендации, позволившие существенно улучшить данную работу.

## Библиографические ссылки

- [1] *Agazie G., Anumarlapudi A., Archibald A. M. et al.* The NANOGrav 15 yr Data Set: Evidence for a Gravitational-wave Background // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2023. — Vol. 951, № 1. — P. L8.
- [2] *EPTA Collaboration and InPTA Collaboration; Antoniadis J., Arumugam P. et al.* The second data release from the European Pulsar Timing Array - III. Search for gravitational wave signals // *A&A*. — 2023. — Vol. 678. — P. A50.
- [3] *Romano J., Cornish N.* Detection methods for stochastic gravitational-wave backgrounds: A unified treatment // *Living Reviews in Relativity*. — 2017. — Vol. 20.
- [4] *Lorimer D. R.* Binary and Millisecond Pulsars // *Living Reviews in Relativity*. — 2005. — Vol. 8, № 1. — P. 7.
- [5] *Anholm M., Ballmer S., Creighton J. D. E. et al.* Optimal strategies for gravitational wave stochastic background searches in pulsar timing data // *Phys. Rev. D*. — 2009. — Vol. 79, iss. 8. — P. 084030.
- [6] *Hobbs G. B., Edwards R. T., Manchester R. N.* tempo2, a new pulsar-timing package - I. An overview // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2006. — Vol. 369, № 2. — P. 655–672. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/369/2/655/11178603/mnras0369-0655.pdf>.

## АКТИВНЫЕ ЯДРА ГАЛАКТИК СО ЗНАЧИМЫМИ РСДБ-GAIA СДВИГАМИ И ИХ ОПТИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

А. Аршинова<sup>1</sup>, Д. А. Блинов<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет,*

<sup>2</sup>*Institute of Astrophysics, Foundation for Research and Technology-Hellas, Greece,*

<sup>3</sup>*Department of Physics, University of Crete, Greece*

В работе представлены результаты исследования оптической поляризации активных ядер галактик (АЯГ) со значительными позиционными смещениями между радио-(РСДБ) и оптическими (Gaia) фотоцентрами  $> 1$  миллисекунды дуги. Были рассчитаны смещения для 12 700 объектов по данным радиокаталогов ICRF3 и RFC, а также оптического каталога Gaia DR3. Кроме того, были получены новые данные по оптической поляризации для 139 объектов. В результате была установлена зависимость между степенью поляризации и направлением РСДБ-Gaia смещения, которая подтверждает интерпретацию данных смещений беспрецедентной точностью астрометрии Gaia, которое позволяет разрешить диск и джет.

## ACTIVE GALACTIC NUCLEI WITH SIGNIFICANT VLBI-GAIA OFFSETS AND THEIR OPTICAL POLARIZATION

A. Arshinova<sup>1</sup>, D. A. Blinov<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Saint Petersburg State University,*

<sup>2</sup>*Institute of Astrophysics, Foundation for Research and Technology-Hellas, Greece,*

<sup>3</sup>*Department of Physics, University of Crete, Greece*

In this paper, we present the analysis results of the optical polarization of active galactic nuclei (AGN) with significant offsets between the radio (VLBI) and optical (Gaia) photocenters  $> 1$  milliarcsecond (mas). We collected offsets for 12 700 objects using data from ICRF3 and RFC radio catalogs, as well as the data from optical catalog Gaia DR3. Additionally, we obtained new optical polarization data for 139 objects. Consequently, we established a correlation between the degree of polarization and the direction of the VLBI-Gaia offset, thereby confirming the interpretation of these offsets by astrometrically resolved disk-jet components.

## Введение

Изучение активных ядер галактик (АЯГ) на парсековых масштабах необходимо для понимания природы центральной машины. Ранее в работах [1, 2] было описано предположение о причинах РСДБ-Gaia смещения в направлении распространения наблюдаемого джета и обратного ему в рамках модели диск—джет.

При совпадающих направлениях ( $\Psi = 0^\circ$ ) смещение РСДБ-Gaia обусловлено наличием сильного оптического излучения от джетов, которое сдвигает оптический фотоцентр, измеряемый Gaia, в то время как обратное смещение ( $\Psi = 180^\circ$ ) объясняется доминирующим вкладом аккреционного диска в оптическое излучение. Схема исследуемой области представлена на рис. 1.

Для проверки этой интерпретации используется анализ данных линейной оптической поляризации, в нашей работе выборка составила 277 объектов. Разделение объектов по поляризационным параметрам позволяет отделить синхротронное излучение джета от теплового излучения аккреционного диска.

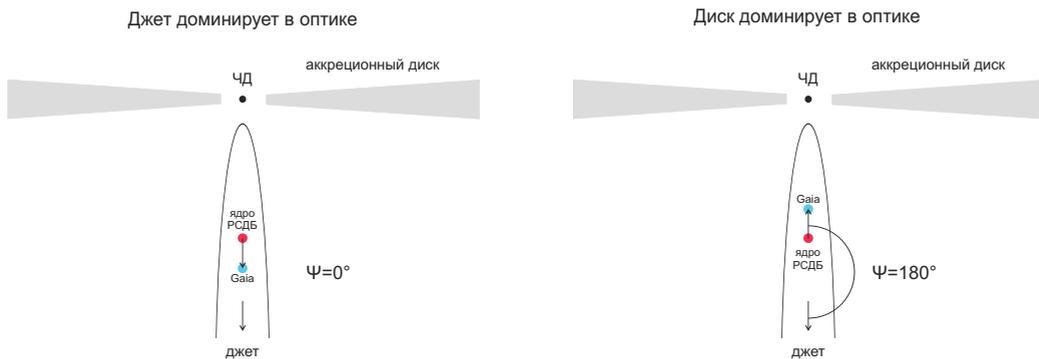


Рис. 1. Схема активного ядра галактики вблизи центральной машины в рамках модели диск—джет. Красной и синей точками обозначены положения радио- (РСДБ) и оптического (Gaia) фотоцентров соответственно;  $\Psi$  обозначает угол между направлениями распространения наблюдаемого джета и РСДБ-Gaia смещения

## Данные и обработка

В процессе нашего исследования мы сначала собрали и объединили данные из каталога ICRF3 <https://hpiers.obspm.fr/icrs-pc/newwww/icrf/> со следующим приоритетом полос: S/X, K, X/Ka. Затем добавили недостающие источники из каталога RFC2022c [http://astrogeo.org/sol/rfc/rfc\\_2022c/](http://astrogeo.org/sol/rfc/rfc_2022c/). После этого мы сопоставили источники из каталогов ICRF3+RFC2022c с базой данных Gaia DR3 <https://gea.esac.esa.int/archive/>.

И в итоге получили координаты 12 700 источников в каталогах ICRF3+RFC2022c и Gaia DR3.

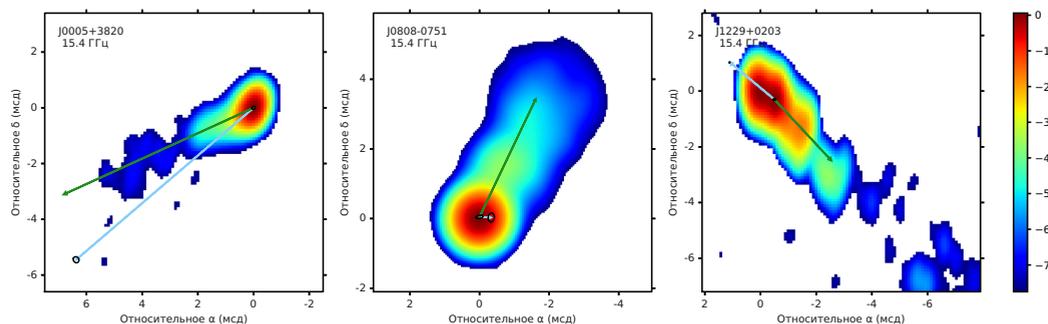


Рис. 2. Изображения РСДБ карт объектов J0005+3820, J0808-0751 и J1229+0203 на частоте 15.4 ГГц, построенных по данным проекта MOJAVE<sup>1</sup>. Зеленым вектором показано направление распространения джета, данные взяты из работ [3, 4]. Голубым вектором показано направление смещения центра от РСДБ до Gaia. Черными эллипсами показаны  $1\sigma$  ошибки

После этого источники были отфильтрованы на основе порога значимости  $2\sigma$  невязки координат в радио- и оптических наблюдениях, соответствующего углу между касательными к эллипсам ошибок в каталогах РСДБ и Gaia, который составляет  $\sigma_\Psi < 35^\circ$ , и получили выборку из 880 объектов. Мы считали, что объекты, имеющие сонаправленное с джетом РСДБ-Gaia смещение ( $\Psi = 0^\circ$ ), если  $\Psi \in (-45, +45^\circ)$ , и противоположно направленное ( $\Psi = 180^\circ$ ), если  $\Psi \in (135, 215^\circ)$ , а объекты с другими углами смещения к направлению

<sup>1</sup><https://www.cv.nrao.edu/MOJAVE/>

наблюдаемого джета мы выделили в отдельный класс  $\Psi$  «другие». На рис. 2 представлены примеры объектов выделенных нами классов.

Затем нами была произведена обработка поляризационных наблюдений 47 объектов, полученных при помощи Very Large Telescope (VLT) Европейской южной обсерватории (ESO), оборудованного спектрографом Focal Reducer/low dispersion Spectrograph 2 (FORs2), в период с октября 2019 по март 2020 г., как описано в работе [5].

Затем мы добавили данные о степени поляризации и позиционном угле 92 объектов, полученные на 1.3-м телескопе Обсерватории Скинакас, с использованием поляриметра RoboPol, в период с июля 2017 по июль 2022 г. А также добавили результаты, опубликованные в статьях [6, 7].

В итоге выборка объектов из [6] была увеличена в  $\sim 1.6$  раза.

## Обсуждение результатов и выводы

После объединения и сопоставления всех данных, полученных на различных этапах, были построены распределения степени оптической поляризации и позиционного угла относительно направления джета для 277 активных ядер галактик. Результаты представлены на рис. 3.

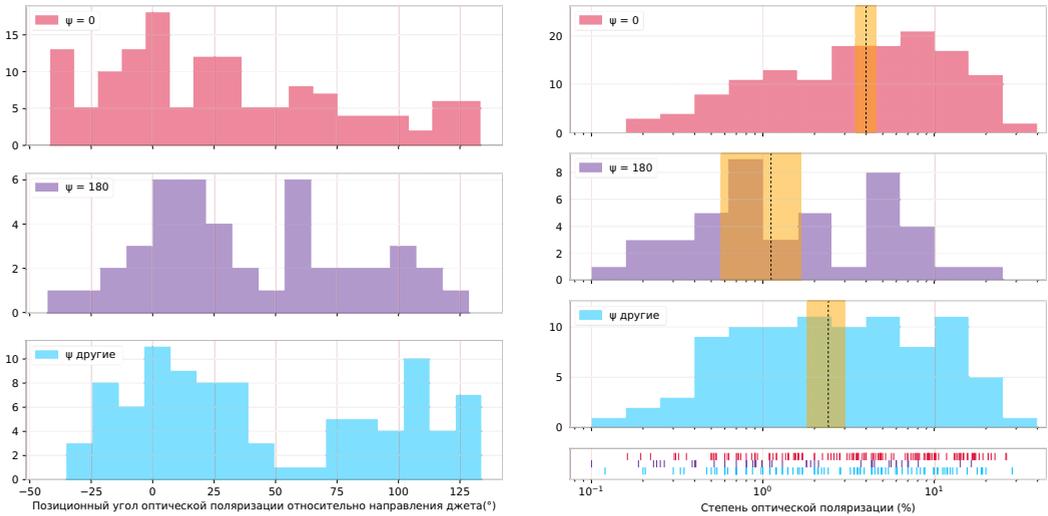


Рис. 3. На левом рисунке показано распределение позиционного угла оптической поляризации относительно направления джета для АЯГ с разными направлениями смещений РСДБ-Gaia. На правом рисунке показано распределение степени оптической поляризации для АЯГ с разными направлениями смещений РСДБ-Gaia. Черным пунктиром нанесены медианные значения, а оранжевыми областями показаны стандартные ошибки среднего соответствующих выборок. На нижней панели нанесены индивидуальные значения степени поляризации объектов

Исследование связи между направлением джета и позиционным углом линейной оптической поляризации подтверждает, что позиционный угол преимущественно коллинеарен направлению джета на парсековых масштабах. Наиболее отчетливо это проявляется для АЯГ с РСДБ-Gaia смещением, сонаправленным с распространением наблюдаемого джета. Предполагается, что у этих объектов доминирующая компонента линейно поляризованного оптического излучения исходит от джета, который испускает оптически тонкое синхротронное излучение. Более подробно физика данных процессов изложена в работе [8].

При анализе полученных распределений для степени оптической поляризации с использованием двухвыборочного критерия Колмогорова — Смирнова было выявлено значимое  $3\sigma$  различие между выборками, в которых направления смещений РСДБ-Gaia совпадали с направлением распространения джета ( $\Psi = 0^\circ$ ), и выборками, в которых направления были противоположными ( $\Psi = 180^\circ$ ).

В итоге получено, что АЯГ со значительными позиционными смещениями фотоцентров РСДБ и Gaia  $> 1$  миллисекунды дуги, сонаправленными с распространением джета, имеют более высокую оптическую поляризацию, а противоположно направленные — более низкую. Данные результаты подтверждают описание источников вблизи центральной машины моделью диск—джет, так как оптическое излучение от центроида, близкого к ядру АЯГ, соответствует преобладанию вклада от аккреционного диска, а обратная ситуация говорит о большем вкладе в излучение от джета. Это следует из-за различных механизмов излучения, у аккреционных дисков это рассеянное тепловое излучение, которое гораздо менее поляризовано, чем излучение джетов, которое имеет синхротронную природу.

## Библиографические ссылки

- [1] *Kovalev Y. Y., Petrov L., Plavin A. V.* VLBI-Gaia offsets favor parsec-scale jet direction in active galactic nuclei // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 598. — P. L1. 1611.02632.
- [2] *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Petrov L. Y.* Dissecting the AGN Disk-Jet System with Joint VLBI-Gaia Analysis // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 871, № 2. — P. 143. 1808.05115.
- [3] *Mandarakas N., Blinov D., Casadio C. et al.* Local alignments of parsec-scale AGN radiojets // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 653. — P. A123. 2106.06546.
- [4] *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B.* Direction of Parsec-scale Jets for 9220 Active Galactic Nuclei // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2022. — Vol. 260, № 1. — P. 4. 2203.13750.
- [5] *Blinov D., Kiehlmann S., Pavlidou V. et al.* RoboPol: AGN polarimetric monitoring data // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 501, № 3. — P. 3715–3726.
- [6] *Kovalev Y. Y., Zobnina D. I., Plavin A. V., Blinov D.* Optical polarization properties of AGNs with significant VLBI-Gaia offsets // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 493, № 1. — P. L54–L58. 2001.02723.
- [7] *Friedman A. S., Gerasimov R., Leon D. et al.* Improved constraints on anisotropic birefringent Lorentz invariance and C P T violation from broadband optical polarimetry of high redshift galaxies // *Phys. Rev. D.* — 2020. — Vol. 102, № 4. — P. 043008. 2003.00647.
- [8] *Lyutikov M., Pariev V. I., Gabuzda D. C.* Polarization and structure of relativistic parsec-scale AGN jets // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2005. — Vol. 360, № 3. — P. 869–891. astro-ph/0406144.

## НАИБОЛЕЕ ВЕРОЯТНЫЕ КАНДИДАТЫ В СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК КАТАЛОГА РАСТ, НАЙДЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

С. А. Воскресенская<sup>1,2</sup>, А. В. Мещеряков<sup>2,3</sup>, Д. А. Матиенко<sup>1</sup>, Н. С. Лыскова<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,

<sup>2</sup>Институт космических исследований РАН, <sup>3</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, <sup>4</sup>Астрокосмический центр ФИАН

Скопления галактик являются наиболее массивными гравитационно связанными объектами. Для уменьшения статистических ошибок в определении космологических параметров  $\sigma_8$  и  $\Omega_m$  необходимо увеличивать статистику скоплений. Мы применили методы глубокого обучения для нахождения скоплений галактик и в данной работе показываем наиболее вероятных кандидатов. Для кандидатов было измерено фотометрическое красное смещение с помощью zCluster. В итоге нами найдено восемь новых скоплений галактик с  $z > 0.8$ .

## MOST PROBABLE CANDIDATES FOR GALAXY CLUSTERS IN THE PACT CATALOGUE FOUND USING DEEP LEARNING IN THE SUB-MILLIMETRE RANGE

S. A. Voskresenskaia<sup>1,2</sup>, A. V. Meshcheryakov<sup>2,3</sup>, D. A. Matienko<sup>1</sup>, N. S. Lyskova<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>Higher School of Economics, <sup>2</sup>Space Research Institute RAS, <sup>3</sup>Lomonosov Moscow State University, <sup>4</sup>Astro Space Center, Lebedev Physical Institute

Galaxy clusters are the most massive gravitationally-bound objects. To reduce statistical errors in the determination of the cosmological parameters  $\sigma_8$  and  $\Omega_m$ , it is necessary to increase the statistics of clusters. We have applied deep learning techniques to find galaxy clusters and in this paper we show the most likely candidates. Also, we measure the photometric redshift for the candidates by zCluster. As a result, we find 8 new galaxy clusters with  $z > 0.8$ .

## Введение

Скопления галактик являются наиболее массивными гравитационно связанными объектами во Вселенной. Они состоят на 85 % из темной материи, на 12 % — из межгалактического газа и на 3 % — из звезд [1]. Их можно обнаружить в различных диапазонах длин волн: в оптике они видны как концентрации эллиптических галактик, в рентгене — благодаря излучению горячего газа, в микроволнах — за счет эффекта Сюняева — Зельдовича (СЗ) [2]. СЗ-эффект позволяет изучать скопления в (суб)миллиметровом диапазоне с преимуществами, такими как независимость от красного смещения и пропорциональность сигнала интегральному давлению газа, связанному с общей массой скопления.

В последние годы глубокое обучение демонстрирует хорошие результаты в анализе астрономических данных [3]. Подходы, основанные на глубоком обучении, были успешно применены к данным микроволнового диапазона. Бонжеан [4] предложил использовать модель с архитектурой U-Net (тип полносвязных сверточных сетей) для построения карты сегментации СЗ-сигнала из необработанных данных HFI-карт Планка и обнаружения на ней СЗ

источников. Верхованов и др. в 2021 [5] обучили модель классификации, основанной на сверточной архитектуре (СНС), для распознавания СЗ источников на картах интенсивности Планка. Лин и др. 2021 [6] продемонстрировали гибридную модель (DeepSZ), основанную на сочетании СНС и классического подхода многочастотной фильтрации, а также ее возможности в обнаружении СЗ источников по моделированным картам реликтового излучения.

Цель нашей работы — продемонстрировать новых кандидатов в скопления с высоким порогом вероятности, найденные с помощью глубокого обучения на микроволновых картах АКТ+Планк.

## Метод

Мы использовали метод поиска скоплений галактик, описанный в статье Воскресенской и др. [7]. Была обучена нейронная сеть на данных каталогов Атакамского космологического телескопа для обнаружения скоплений галактик и применили ее ко всем направлениям на центры пикселей совмещенных карт АКТ + Планк. Далее ими была получена карта вероятности существования скопления в заданном направлении для всей области покрытия Атакамского космологического телескопа. Следующим шагом было создание карты сегментации с помощью установления минимального значения предсказанной вероятности нахождения скопления в направлении пикселя  $p_{seg} = 0.3$ . На полученные связанные группы были наложены дополнительные условия: (i) они не должны лежать около границы покрытия карты (минимум  $16'$  от края), (ii) они должны лежать вне плоскости галактики ( $|b| > 20^\circ$ ). В итоге был получен каталог РАСТ.

Далее мы рассмотрим часть этого каталога, у объектов которого есть пиксель с вероятностью выше  $p_{max} > 0.996$ , а также с площадью  $S > 50$ . Итоговый каталог имеет 1 190 объектов. Мы пересекли полученную выборку в 5-минутном радиусе с каталогами скоплений ACT DR5 [8], PSZ2 [9], SPT-SZ [10], PSZSPT [11], ComPRASS [12], MCXC [13] и убрали эти объекты из рассмотрения. В итоге осталось 198 объектов.

Далее с использованием алгоритма zCluster мы измерили фотометрические красные смещения объектов, лежащих в области обзора DES. В области покрытия лежат 1 028 объектов каталога (среди неотжествленных — 146). Далее мы будем рассматривать объекты со значимыми красными смещениями ( $\delta > 0.2$ ).

## Результаты

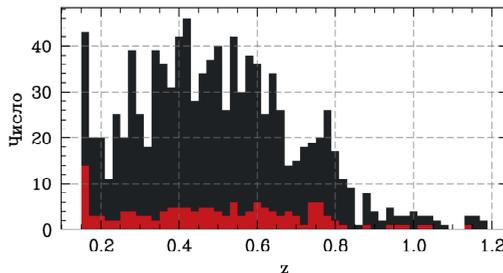


Рис. 1. Распределение по фотометрическому красному смещению. Черным показано распределение для всех скоплений с измеренными красными смещениями, красным — для 146 неотжествленных скоплений галактик, лежащих в области покрытия DES

На рис. 1 представлено распределение скоплений галактик по красным смещениям. Черным показано распределение для всех кандидатов, лежащих в полях DES, красным — неотожествленные скопления. Важно отметить, что восемь из неотожествленных имеют красное смещение выше 0.8. Один из объектов был ранее представлен в каталоге ComРАСТ [7].

На картах рис. 2 показано, как выглядят скопления на больших  $z$ , не отождествленные в микроволновых и рентгеновских каталогах. Левая панель — вырезка из карты интенсивности на 98 ГГц АСТ + Planck размером  $16' \times 16'$ , вторая слева — 150 ГГц, третья — 220 ГГц. Правая панель показывает предсказанные вероятности для пикселей карт. Видно, что все источники имеют СЗ-сигнал в картах.

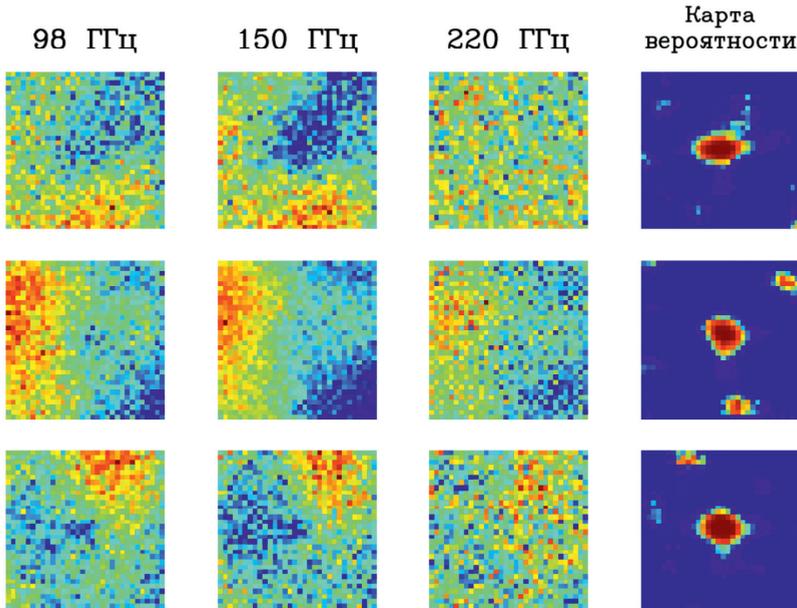


Рис. 2. Пример новых скоплений с высоким  $z$ . Первая строка — 0.81, вторая — 0.96, третья — 1.13. С первого по третий столбец показана вырезанная область неба размером  $16' \times 16'$  на частотах 98, 150 и 220 ГГц карт АСТ + Planck. Правый столбец показывает карту вероятности для пикселей модели

## Заключение

С помощью глубокого обучения был создан каталог скоплений галактик РАСТ, и в данной работе мы демонстрируем наиболее вероятные объекты. Нами найдено 198 новых кандидатов в скопления, из которых как минимум восемь имеет  $z > 0.8$ .

## Библиографические ссылки

- [1] *Allen S. W., Evrard A. E., Mantz A. B.* Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2011. — Vol. 49, № 1. — P. 409–470. <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081710-102514>.

- [2] *Sunyaev R. A., Zeldovich Ya. B.* The interaction of matter and radiation in the hot model of the Universe, II // *Astrophys. Space. Sci.* — 1970. — Vol. 7, № 1. — P. 20–30.
- [3] *Smith M. J., Geach J. E.* *Astronomia ex machina: a history, primer, and outlook on neural networks in astronomy.* — 2023. 2211.03796.
- [4] *Bonjean V.* Deep learning for Sunyaev–Zel’dovich detection in Planck // *Astronomy & Astrophysics.* — 2020. — Vol. 634. — P. A81.
- [5] *Verkhodanov O. V., Topchieva A. P., Oronovskaya A. D. et al.* Search for Galaxy Cluster Candidates in the Cosmic Microwave Background Maps of the Planck Space Mission Using a Convolutional Neural Network Based on the Method of Tracing the Sunyaev-Zeldovich Effect // *Astrophysical Bulletin.* — 2021. — Vol. 76, № 2. — P. 123–131.
- [6] *Lin Z., Huang N., Avestruz C. et al.* DeepSZ: identification of Sunyaev-Zel’dovich galaxy clusters using deep learning // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 507, № 3. — P. 4149–4164. 2102.13123.
- [7] *Voskresenskaia S., Meshcheryakov A., Lyskova N.* ComPACT: ACT+Planck galaxy cluster catalogue. — 2023. 2309.17077.
- [8] *Hilton M. et al.* The Atacama Cosmology Telescope: A Catalog of >4000 Sunyaev–Zel’dovich Galaxy Clusters // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* — 2021. — Vol. 253, № 1. — P. 3.
- [9] *Planck Collaboration.* Planck 2015 results. XXVII. The second Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 594. — P. A27. 1502.01598.
- [10] *Bocquet S. et al.* Cluster Cosmology Constraints from the 2500 deg<sup>2</sup> SPT-SZ Survey: Inclusion of Weak Gravitational Lensing Data from Magellan and the Hubble Space Telescope // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 878, № 1. — P. 55. 1812.01679.
- [11] *Melin J.-B., Bartlett J. G., Tarrío P., Pratt G. W.* PSZSPT: A joint Planck and SPT-SZ cluster catalog // *A&A.* — 2021. — Vol. 647. — P. A106.
- [12] *Tarrío P., Melin J.-B., Arnaud M.* ComPRASS: a Combined Planck-RASS catalogue of X-ray-SZ clusters // *A&A.* — 2019. — Vol. 626. — P. A7.
- [13] *Piffaretti R., Arnaud M., Pratt G. W. et al.* The MCXC: a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 534. — P. A109. 1007.1916.

## СТАНДАРТИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ЛАЦЕРТИДЫ ЗС 371

Д. Гатилова<sup>1</sup>, Е. Г. Ларионова<sup>1</sup>, Т. С. Гришина<sup>1</sup>, Г. А. Борман<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет,

<sup>2</sup>Крымская астрофизическая обсерватория

Работа посвящена определению звездных величин кандидатов в звезды сравнения для лацертиды ЗС 371 в стандартной фотометрической системе Джонсона — Казинса. Измерен блеск 12 звезд, находящихся в пределах  $10'$  удаления от объекта. Приводятся полученные стандартные звездные величины в полосах В, V, R<sub>c</sub>, I<sub>c</sub>. Отобранные звезды имеют широкий диапазон показателей цвета и могут быть использованы для исследования фотометрической переменности объекта ЗС 371 в различных фазах его активности.

## STANDARDIZATION OF THE LACERTAE ЗС 371 OBJECT AREA

D. Gatilova<sup>1</sup>, E. G. Larionova<sup>1</sup>, T. S. Grishina<sup>1</sup>, G. A. Borman<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Saint-Petersburg State University, <sup>2</sup>Crimean Astrophysical Observatory

The work is devoted to determining the stellar magnitudes of candidates for comparison stars for Lacertae ЗС 371 in the standard Johnson-Cousins photometric system. The brightness of 12 stars located within  $10'$  distance from the object was measured. The obtained standard stellar magnitudes in bands B, V, R<sub>c</sub>, I<sub>c</sub> are given. The selected stars have a wide range of color indicators and can be used to study the photometric variability of object ЗС 371 in various phases of its activity.

## Введение

При наблюдениях с ПЗС-фотометром получают кадры, на которых находятся изображения звезд и других объектов, попавших в поле зрения телескопа. Для ПЗС-фотометрии используется метод дифференциальной фотометрии: блеск изучаемого объекта измеряется относительно блеска «звезд сравнения», звезд, имеющих достаточно постоянный уровень блеска и присутствующих на одном кадре с объектом. Так как звезды сравнения присутствуют на том же самом кадре, удается повысить точность измерения блеска объекта и нивелировать влияние атмосферного поглощения. Для применения этого метода необходимо знать величины звезд сравнения в стандартной фотометрической системе.

В 2023 г. 70-сантиметровый телескоп АЗТ-8 Крымской астрофизической обсерватории был оснащен новой ПЗС-камерой Greateyse ELSEi VI MID. Поле зрения с новой камерой составляет  $16' \times 16'$ , в отличие от прежнего размера  $7' \times 10'$ , масштаб изображения  $0.95''/\text{пиксел}$ . Размер поля существенно увеличился, на него попало больше звезд и появилась возможность подбора дополнительных звезд сравнения.

Отдельные звезды из окрестностей ЗС 371 уже использовались для дифференциальной фотометрии различными авторами. В табл. 1 и 2 мы приводим сведения об этих звездах и их величинах, найденные в литературных источниках. Номера звезд в табл. 1 и 2 соответствуют нумерации на поисковой карте, приведенной на рисунке.

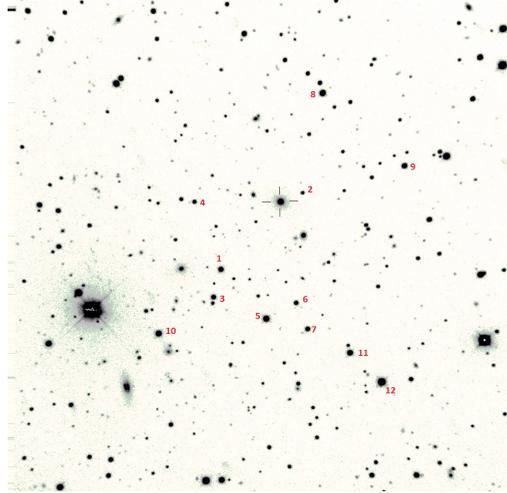
В табл. 1 и 2 видно, что блеск данных звезд измерен не во всех четырех требующихся нам фильтрах BVR<sub>c</sub>I<sub>c</sub>. При этом оценки блеска в фильтре В, единственном используемым в обеих работах, для звезд 1 и 6 более чем на  $0.1^m$  различаются между собой. Эти обстоятельства обусловили необходимость дополнительной стандартизации поля лацертиды ЗС 371.

Таблица 1. Величины некоторых звезд поля ЗС 371, найденные в литературных источниках

| Номер звезды по нашей нумерации на рисунке | B                | V | R | I                | Авторы работы |
|--|------------------|---|---|------------------|---------------|
| 1  | $14.95 \pm 0.01$ | — | — | $13.40 \pm 0.01$ | [1]           |
| 3  | $15.13 \pm 0.01$ | — | — | $13.93 \pm 0.01$ | [1]           |
| 4  | $16.07 \pm 0.02$ | — | — | $14.77 \pm 0.01$ | [1]           |
| 6  | $15.86 \pm 0.01$ | — | — | $14.29 \pm 0.01$ | [1]           |

Таблица 2. Величины некоторых звезд поля ЗС 371, найденные, в литературных источниках

| Номер звезды по нашей нумерации на рисунке | B                | V                | R | I | Авторы работы |
|--|------------------|------------------|---|---|---------------|
| 1  | $15.08 \pm 0.03$ | $14.21 \pm 0.03$ | — | — | [2]           |
| 2  | $16.98 \pm 0.03$ | $16.31 \pm 0.03$ | — | — | [2]           |
| 3  | $15.13 \pm 0.03$ | $14.53 \pm 0.03$ | — | — | [2]           |
| 4  | $16.06 \pm 0.03$ | $15.42 \pm 0.03$ | — | — | [2]           |
| 6  | $15.97 \pm 0.03$ | $15.11 \pm 0.03$ | — | — | [2]           |
| 7  | $15.26 \pm 0.03$ | $14.67 \pm 0.03$ | — | — | [2]           |
| 8  | $14.20 \pm 0.03$ | $13.60 \pm 0.03$ | — | — | [2]           |



Поисковая карта блазара ЗС 371, размер  $16' \times 16'$ . Номерами обозначены кандидаты в звезды сравнения. Север расположен сверху, восток — слева

## Наблюдательные данные и их обработка

Для привязки блеска звезд, присутствующих на кадре размером  $16 \times 16'$ , к стандартной фотометрической системе Джонсона — Казинса мы использовали данные, полученные на 70-см телескопе АЗТ-8 Крымской астрофизической обсерватории в августе 2023 г. Из рабочих кадров, полученных при наблюдениях, вычитались кадры bias и dark, последние были интерполированы на время экспозиции рабочих кадров. Затем каждый рабочий кадр был исправлен за плоское поле. При наблюдениях в каждом фильтре записывалась серия кадров от 10 до 20 штук. С помощью программы Preprocess (А. ди Паола), созданной на основе программы SExtractor (F. Bertin), единичные кадры в каждом фильтре складывались, что позволило получить большое время суммарной экспозиции: в фильтре В — 900 с, в V — 480 с, в R — 480 с и в I — 560 с.

## Определение величин звезд сравнения

Для стандартизации поля лацертиды 3С 371 был выбран стандарт SA 38-137 из работы [3], величина в полосе V=  $13.517 \pm 0.0013$ , показатель цвета B-V=  $0.736 \pm 0.0014$ . Наблюдения проводились по схеме стандарт—объект—стандарт в хорошую безлунную фотометрическую ночь. Этот метод позволяет определить величины изучаемых звезд по величинам стандарта. При этом время наблюдений было выбрано так, чтобы стандарт Ландольта находился на близкой воздушной массе к объекту. Значения воздушных масс приведены в табл. 3.

Таблица 3. Значения воздушной массы при наблюдениях по схеме стандарт—объект—стандарт

| Первое наблюдение стандарта Ландольта | Наблюдение поля лацертиды 3С371 | Второе наблюдение стандарта Ландольта |
|---------------------------------------|---------------------------------|---------------------------------------|
| 1.0358                                | 1.0357                          | 1.0881                                |

Фотометрическая «привязка» была выполнена с помощью пакета программ PHOT1910, разработанного В. М. Ларионовым на основе программы SExtractor. При выборе кандидатов в звезды сравнения мы использовали следующие критерии:

- расстояния на кадре между центрами изображений избранной звезды и соседних звезд должны быть больше  $10'$ ;
- ошибка, обусловленная соотношением S/N, выраженная в звездных величинах, не должна превышать 0.008;
- звезда не должна числиться как переменная в астрономической базе Simbad.

Так как наблюдения 2023 г. проводились с новой ПЗС-камерой, мы определили характеристики инструментальной фотометрической системы телескопа АЗТ-8. Для этого по BVR<sub>c</sub>I<sub>c</sub> кадрам рассеянного звездного скопления NGC188 были определены коэффициенты перехода от инструментальной к стандартной фотометрической системе по формулам (1).

$$M^i = m^i + \zeta^i + \varepsilon^i C^{iR}, \quad (1)$$

где  $i$  — фотометрический фильтр (B, V, R или I);  $M^i$  и  $C^{iR}$  — звездные величины и показатели цвета B-R, V-R или R-I в стандартной фотометрической системе;  $m^i$  — звездные величины в инструментальной системе;  $\varepsilon^i$  — коэффициенты перехода;  $\zeta^i$  — константа нуля-пункта.

В табл. 4 представлены результаты определения параметров новой инструментальной системы.

Таблица 4. Характеристики инструментальной системы телескопа АЗТ-8, оснащенного ПЗС-камерой GE VI MID

| Полоса | $\zeta^i$          | $\varepsilon^i$    |
|--------|--------------------|--------------------|
| B      | $-0.107 \pm 0.011$ | $0.099 \pm 0.008$  |
| V      | $0.081 \pm 0.011$  | $-0.126 \pm 0.022$ |
| R      | $0.062 \pm 0.012$  | $-0.109 \pm 0.027$ |
| I      | $0.032 \pm 0.014$  | $-0.024 \pm 0.032$ |

Таблица 5. Величины избранных звезд в стандартной фотометрической системе Джонсона — Казинса

| №  | B              | V              | R <sub>c</sub> | I <sub>c</sub> |
|----|----------------|----------------|----------------|----------------|
| 1  | 14.993 ± 0.010 | 14.254 ± 0.027 | 13.813 ± 0.031 | 13.391 ± 0.040 |
| 2  | 17.038 ± 0.012 | 16.368 ± 0.027 | 15.989 ± 0.031 | 15.617 ± 0.040 |
| 3  | 15.165 ± 0.010 | 14.634 ± 0.027 | 14.278 ± 0.031 | 13.924 ± 0.040 |
| 4  | 16.118 ± 0.010 | 15.535 ± 0.027 | 15.164 ± 0.031 | 14.796 ± 0.040 |
| 5  | 14.032 ± 0.010 | 13.403 ± 0.027 | 13.025 ± 0.031 | 12.655 ± 0.040 |
| 6  | 15.925 ± 0.010 | 15.168 ± 0.027 | 14.719 ± 0.031 | 14.289 ± 0.040 |
| 7  | 15.295 ± 0.010 | 14.725 ± 0.027 | 14.372 ± 0.031 | 14.015 ± 0.040 |
| 8  | 14.301 ± 0.010 | 13.749 ± 0.027 | 13.421 ± 0.031 | 13.057 ± 0.040 |
| 9  | 16.085 ± 0.010 | 14.810 ± 0.027 | 14.003 ± 0.031 | 13.282 ± 0.040 |
| 10 | 14.805 ± 0.010 | 13.722 ± 0.027 | 13.110 ± 0.031 | 12.536 ± 0.040 |
| 11 | 14.662 ± 0.010 | 13.953 ± 0.027 | 13.531 ± 0.031 | 13.112 ± 0.040 |
| 12 | 12.942 ± 0.010 | 12.438 ± 0.027 | 12.124 ± 0.031 | 11.796 ± 0.040 |

Результаты стандартизации выбранных нами 12 звезд поля 3С371 представлены в табл. 5. Ошибки определения звездных величин получены как квадратичные суммы следующих погрешностей:

- а) инструментальных звездных величин, определяемых соотношением S/N;
- б) звездных величин стандарта Ландольта;
- в) определения коэффициентов перехода от инструментальной системы к стандартной (табл. 4);
- г) фотометрической стабильности величин стандарта Ландольта между первой и второй сериями наблюдений.

Ошибки для всех звезд оказались одинаковы, так как основной вклад в итоговую величину ошибки внесли равные для всех избранных звезд факторы в) и г), на порядок превышающие факторы а) и б).

## Полученные результаты

В результате выполненной нами работы определены величины 12 звезд поля блазара 3С 371 в фотометрических полосах B, V, R<sub>c</sub>, I<sub>c</sub>. Охвачен диапазон звездных величин от 16.368 до 12.438 в полосе V. Диапазон показателей цвета B–V: от 0.504 до 1.275. Так как распределение энергии в спектре лацертиды может меняться, следует выбрать для звезд сравнения те звезды, совокупность которых обеспечит широкий диапазон показателей цвета. В дальнейшей работе следует контролировать постоянство блеска кандидатов в звезды сравнения. Желательно провести дополнительную привязку к стандартам Ландольта в течение нескольких наблюдательных ночей для повышения статистической значимости результатов стандартизации.

## Библиографические ссылки

- [1] *Xilouris E. M., Papadakis I. E., Boumis P. et al.* B and I-band optical micro-variability observations of the BL Lac objects S5 2007+777 and 3C 371 // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 448. — P. 143–153.
- [2] *McGimsey B. Q., Miller H. R.* Photoelectric comparison sequences in the fields of optically active extragalactic objects // *Astron. J.* — 1977. — Vol. 82. — P. 453–455.
- [3] *Landolt A. U.* UBVRI Photometric Standard Stars around the Sky at +50 deg Declination // *Astron. J.* — 2013. — Vol. 146. — P. 131–172.

**ЛАБОРАТОРНАЯ МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ  
МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ АНАЛОГОВ  
МЕЖЗВЕЗДНЫХ ЛЬДОВ**

**В. М. Картеева, М. Э. Ожиганов, М. Г. Медведев,  
Р. С. Накибов, Г. С. Федосеев, А. И. Васюнин**

*Уральский федеральный университет*

Разработан метод контроля количественного соотношения компонентов в аналогах межзвездных льдов, получаемых в лабораторных условиях. По полученным данным с масс-спектрометра и ИК-спектрометра нами построены калибровочные кривые для различных чистых веществ. Калибровочная кривая демонстрирует зависимость средней скорости напыления исследуемого вещества на подложку от значения среднего ионного тока. С использованием этого метода в настоящее время в лабораторных условиях получают многокомпонентные аналоги межзвездных льдов и рассчитывают константы экстинкции вещества в различных окружениях. В данной работе представлена методика получения таких кривых и приведен пример.

**LABORATORY TECHNIQUE FOR OBTAINING  
MULTICOMPONENT ANALOGUES  
OF INTERSTELLAR ICE**

**V. M. Karteeva, M. E. Ozhiganov, M. G. Medvedev, R. S. Nakibov,  
G. S. Fedoseev, A. I. Vasyunin**

*Ural Federal University*

We have developed a method for monitoring of the quantitative ratio of components in analogues of interstellar ice obtained in laboratory conditions. We have constructed calibration curves for various pure substances using the data obtained from the mass spectrometer and IR spectrometer. The calibration curve demonstrates the dependence of the average rate of deposition of the test substance on the substrate on the value of the average ion current. Currently, using this method, we obtain multicomponent analogues of interstellar ices and calculate the extinction constants of species in various environments. This paper presents a method for obtaining such curves and provides an example.

## Введение

Звезды являются главным компонентом, доступным для наблюдения в видимом диапазоне. Однако при изучении космического пространства в других диапазонах обнаружено, что значительный вклад вносит вещество, сосредоточенное в межзвездных облаках, наблюдаемых в инфракрасном (ИК) диапазоне. Состоят такие космические объекты из газа, преимущественно гелия и водорода, и частиц пыли, размер которых не превышает 1 мкм. Из этого вещества, путем гравитационного коллапса, формируются звезды и планеты. Но межзвездный газ и частицы пыли не единственные компоненты межзвездного облака, на силикатных или графитовых частицах осаждаются летучие молекулы (рис. 1): водород, углерод, кислород, азот и т. д.

---

© Картеева В. М., Ожиганов М. Э., Медведев М. Г., Накибов Р. С., Федосеев Г. С., Васюнин А. И., 2024

Состав газовой фазы межзвездных облаков определяется за счет радиотелескопов. В настоящее время обнаружено около 300 химических соединений, в том числе изотопы и сложные органические молекулы. Последним уделяется особое внимание, поскольку можно будет поддержать какую-либо гипотезу о механизме появления жизни на нашей планете и о возможности реализации такого механизма в других областях Галактики.

Большая часть обнаруженных молекул, за исключением водорода, находится в вымороженном состоянии на межзвездной пыли. Это известно благодаря исследованиям космического пространства в инфракрасном диапазоне, так как молекулы, будучи замороженными в лед, имеют только колебательные состояния. Во время переходов между возбужденными колебательными уровнями молекулы поглощают инфракрасные фотоны, что позволяет обнаружить молекулы во льду посредством наблюдения соответствующих полос поглощения на спектрах ИК-излучения, регистрируемого с соответствующего направления.

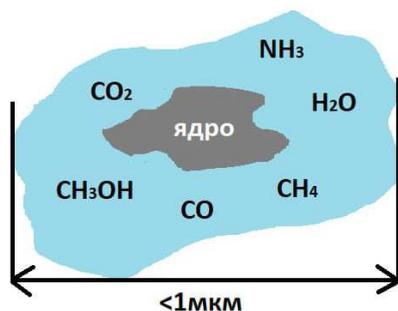


Рис. 1. Межзвездная пылинка

Запись спектров космических объектов в ИК-диапазоне осуществляется наземными обсерваториями, например Atacama Large Millimeter Array. Но при наблюдениях с поверхности Земли получаемые данные зашумлены преимущественно водяными парами и углекислым газом, даже особое местоположение телескопов не избавляет от этой проблемы. Также для изучения космического пространства были запущены космические аппараты Spitzer Space Telescope, Herschel Space Observatory и James Webb Space Telescope (JWST). Они оборудованы специальными инфракрасными детекторами и инструментами, которые позволяют собирать данные в этом диапазоне.

Чтобы интерпретировать полученные данные, требуется наличие спектров сравнения веществ [1] и коэффициенты экстинкции. Для этого используют специализированное лабораторное оборудование [2], с помощью которого выращиваются тонкие пленки льда на подложке в условиях сверхвысокого вакуума.

## Описание методики

Для получения спектров сравнения аналогов межзвездного льда в лабораторных условиях собрана и запущена криогенная сверхвысоковакуумная установка. В ее состав входит главная камера, в которой поддерживается сверхнизкое давление. В главную камеру погружен криогенный держатель с закрепленным на нем германиевым окном.

Процесс получения спектров сравнения можно разбить на несколько этапов. Первоначально выполняется работа по заполнению линии дозировки исследуемыми газофазными чистыми веществами или смесями. Для контроля чистоты газов, находящихся в линии дозировки, осуществляются запись масс-спектров с помощью квадрупольного масс-спектрометра путем напуска исследуемого газа в камеру и сравнение результата со

справочной базой данных. После этого выполняется повторный запуск исследуемого вещества в главную камеру, при этом происходит осаждение молекул на германиевое окно, охлажденное до 8–10 К и записывается ИК-спектр сравнения аналогов межзвездного льда.

Рассмотренная выше методика проводится при снятии однокомпонентных ИК-спектров. В случае получения многокомпонентных смесей необходимо производить регулирование их соотношения. Для этого необходимо иметь калибровочные кривые для различных молекул.

В качестве калибровочной кривой выступает зависимость среднего ионного тока от средней скорости напыления, которую можно рассчитать, разделив лучевую концентрацию  $N$  на время напыления  $t$ . Лучевая концентрация определяется по данным ИК-спектров (1):

$$N = \frac{S \ln 10}{A}, \quad (1)$$

где  $S$  — площадь полосы поглощения на ИК-спектре ( $\text{см}^{-1}$ );  $A$  — константа экстинкции (молек/см);  $\ln 10$  — коэффициент перевода поглощения в оптическую толщину.

## Изложение результатов

В настоящее время на базе астрохимической лаборатории построены калибровочные кривые для всех основных компонент межзвездного льда, включая воду ( $\text{H}_2\text{O}$ ), монооксид углерода ( $\text{CO}$ ), углекислый газ ( $\text{CO}_2$ ), метанол ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ) др. [3]. Рассмотрим их построение на примере монооксида углерода ( $\text{CO}$ ).

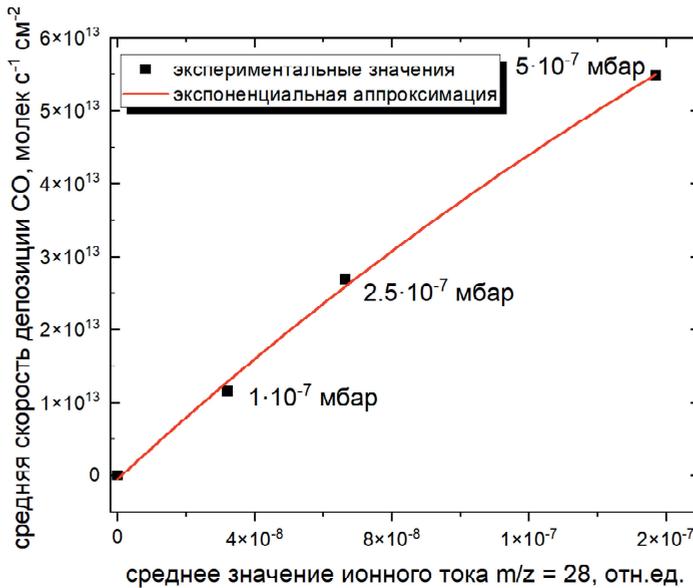


Рис. 2. Калибровочная кривая депозиции  $\text{CO}$ . Зависимость скорости напыления от значения среднего ионного тока при разных давлениях в камере:  $P = 1 \cdot 10^{-7}$ ;  $2.5 \cdot 10^{-7}$ ;  $5 \cdot 10^{-7}$  мбар

В ходе работы были получены масс-спектр вещества с зависимостью ионного тока от времени и серия ИК-спектров в среднем диапазоне. По данным первого получены величины средних ионных токов и времени депозиции. По ИК-спектрам были найдены площади пиков при различных давлениях в камере и рассчитана лучевая концентрация по

формуле (1) для полосы с позицией пика  $2140\text{ см}^{-1}$  ( $\text{C}\equiv\text{N}$  stretch). Значение константы экстинкции известно из литературных данных [4]. Полученные точки аппроксимируются экспоненциальной функцией (рис. 2), в дальнейшем получившаяся калибровочная кривая используется при выращивании многокомпонентного льда заданного состава. Необходимые значения скорости напыления каждого компонента льда на германиевое окно регулируются посредством установки соответствующих значений ионных токов для каждого из используемых компонентов льда с применением соответствующих индивидуальных калибровочных кривых. Точное значение скорости депозиции, необходимое для получения многокомпонентного льда заданного состава, устанавливается посредством интерполяции.

## Заключение

Построение калибровочных кривых открывает возможность для проведения экспериментов с аналогами межзвездных льдов. Данные ИК-спектроскопии подобных аналогов межзвездных льдов могут напрямую использоваться для сравнения с данными ИК-спектроскопии инфракрасной космической обсерваторией JWST, а также для расчета коэффициентов экстинкции веществ в различных молекулярных окружениях, необходимых для расчета лучевой концентрации этих веществ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

## Библиографические ссылки

- [1] *Slavicinska K., Rachid M. G., Rocha W. R. M. et al.* The hunt for formamide in interstellar ices — A toolkit of laboratory infrared spectra in astronomically relevant ice mixtures and comparisons to ISO, Spitzer, and JWST observations // *A&A.* — 2023. — Vol. 677. — P. A13.
- [2] *Rachid M. G., Rocha W. R. M., Linnartz H.* Infrared spectra of complex organic molecules in astronomically relevant ice mixtures - V. Methyl cyanide (acetonitrile) // *A&A.* — 2022. — Vol. 665. — P. A89.
- [3] *McClure M. K., Rocha W. R. M., Pontoppidan K. M. et al.* An Ice Age JWST inventory of dense molecular cloud ices // *Nature Astronomy.* — 2023. — Vol. 7, № 4. — P. 431–443.
- [4] *Gerakines P. A., Schutte W. A., Greenberg J. M., van Dishoeck E. F.* The Infrared Band Strengths of  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$  and  $\text{CO}_2$  in Laboratory Simulations of Astrophysical Ice Mixtures. — 1995. [astro-ph/9409076](#).

## МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ В НАПРАВЛЕНИИ ГЛОБУЛЫ СВ54

В. А. Кобозева

*Санкт-Петербургский государственный университет*

Выполнена *BVR*-фотометрия нескольких сотен звезд в поле  $10 \times 15'$  вокруг глобулы СВ54. Результаты дополнены параллаксами из каталога Gaia DR3, а также данными фотометрических обзоров неба. Критерий  $\chi^2$  применен для классификации звезд и оценки видимого поглощения для них. Используя имеющуюся поляризацию примерно 50 звезд, мы проанализировали взаимосвязь межзвездного поглощения и поляризации. Полученные результаты позволили сделать выводы о распределении вещества и ориентации магнитных полей в рассматриваемой области Галактики.

## INTERSTELLAR EXTINCTION AND POLARIZATION TOWARDS THE GLOBULE CB54

V. A. Kobozeva

*Saint Petersburg State University*

*BVR* photometry of several hundred stars in a  $10 \times 15'$  field around the CB54 globule was performed. The results are supplemented with Gaia DR3 parallaxes as well as data from the photometric sky surveys. The  $\chi^2$  approach is used to classify the stars observed and to estimate the visual extinction for them. The relationship between interstellar extinction and polarization is analyzed, using available polarimetry of approximately 50 stars. The results obtained allow one to make conclusions on the material distribution and magnetic field orientation in the Galaxy region under consideration.

## Введение

Недавние астрометрический и фотометрические обзоры неба предоставляют уникальную основу для изучения таких классических явлений, как межзвездное поглощение и поляризация.

Подобные исследования могут дать новую информацию о свойствах пыли в диффузной межзвездной среде, ее структуре и связи с магнитными полями Галактики.

Данная работа включает оригинальные фотометрические наблюдения сотен звезд в направлении глобулы СВ54, классификацию этих звезд на основе фотометрии для оценки межзвездного поглощения и анализ полученных результатов с учетом имеющихся поляризметрических данных.

## Наблюдения и фотометрическая классификация звезд

Большая глобула СВ54 имеет угловые размеры  $5.6' \times 3.4'$  и координаты центра  $(l, b) = (229.0, -4.6^\circ)$ . Нами наблюдались звезды в двух наполовину перекрывающихся полях F1 и F2, первое из которых включало СВ54. Наблюдения проводились на 2-м телескопе

Girawali Observatory в Пуне (Индия) в полосах  $B, V, R$ . Обработка наблюдательных данных была проведена с помощью стандартного пакета IRAF.

Из-за разницы в длительности экспозиций для поля F1 удалось исследовать несколько сотен довольно слабых звезд ( $V \approx 15\text{--}20^m$ ), в отличие от поля F2, для которого наблюдалось лишь около 120 звезд с  $V \approx 12\text{--}16^m$ . Для детального рассмотрения были выбраны 120 наиболее ярких звезд поля F1 ( $V \approx 15.5\text{--}17.5^m$ ), наблюдавшихся во всех трех полосах, и 108 звезд поля F2 (в основном с  $V \approx 14\text{--}16^m$ ).

Используя полученные  $B, V, R$ -величины, дополненные  $B$ -,  $V$ -данными из обзора APASS DR9 и  $J, H, K_s$ -данными из каталога 2MASS, а также параллаксы Gaia DR3, были определены спектральный класс звезд и величина межзвездного поглощения  $A_V$  (полагая, что  $R_V = 3.1$ , поскольку большинство звезд видны не сквозь плотные слои глобулы).

## Результаты и обсуждение

Основной вклад в межзвездное поглощение и поляризацию в направлении глобулы CB54 предположительно вносят три слоя пыли. Имеющиеся оценки расстояния до глобулы ( $\sim 1$  кпк) свидетельствуют о том, что она должна принадлежать второму, промежуточному слою. Рассмотрим подробнее каждый из слоев: ближний, промежуточный и дальний.

1. *Ближний слой.* Согласно работе [1] этот слой находится на расстоянии около 200 пк. Для оценки его параметров мы выбрали звезды, расположенные на расстоянии до 800–1000 пк, исключая таким образом возможное влияние промежуточного слоя. Полученные нами данные показали присутствие поглощающего материала на расстоянии до 300 пк. Более точно оценить положение слоя нам не удалось, поскольку значения  $A_V$  малы и ошибки их определения оказываются относительно большими. Наша оценка поглощения в этом слое —  $A_V \approx 0.29 \pm 0.15^m$ , что хорошо согласуется со значениями  $E(B - V) \approx 0.1^m$  для поглощения в переднем слое, приведенными в работах [1, 2]. В промежутке от 300 до примерно 1000 пк поглощающего материала мало.

При рассмотрении параметров межзвездной поляризации (степени  $P$  и позиционного угла  $\theta$ ) нами использовались наблюдательные данные, полученные в [3] для областей CB54A и CB54B. Для пяти звезд, находящихся на расстоянии  $d < 1$  кпк, в среднем  $P = 0.30 \pm 0.15$  %. Однако оценить поляризующую способность ( $P_{\max}/A_V$ ) ближнего слоя непросто. Во-первых, наши значения  $A_V$  для этих звезд имеют большую относительную ошибку (около 50 %). Во-вторых, число звезд невелико. В-третьих, в [3] наблюдения проводились без фильтра. Считая, что длина волны максимума межзвездной поляризации для данного слоя диффузной межзвездной среды  $\lambda_{\max} \approx 0.6$  мкм, и зная, что среди наблюдавшихся звезд нет O-, B-звезд и красных гигантов (только A, F, G-карлики поля), можем примерно полагать, что  $P \approx 0.8\text{--}1P_{\max}$ . Тогда поляризующая способность слоя  $P_{\max}/A_V$ , оцененная по пяти звездам с измеренной поляризацией, составляет 0.7–1.5 %/зв. вел., что меньше среднего значения для диффузной межзвездной среды, равного 1.5 %/зв. вел., но сравнительно близко к нему.

Позиционный угол поляризации звезд на расстояниях до 1000 пк примерно одинаков и составляет  $\theta_{\text{av}} = 144 \pm 9^\circ$ . Это значение согласуется с выводами авторов [1], которые предположили, что этот угол равен  $160 \pm 13^\circ$ . Полученное нами значение  $\theta$  близко к направлению плоскости Галактики (разница не превышает  $9^\circ$ ), т. е. магнитное поле примерно параллельно галактической плоскости, что характерно для многих подобных слоев.

2. *Дальний слой.* Для нашего исследования было важно получить ответ на следующий вопрос: для звезд, удаленных более чем на 1 кпк, формируется ли наблюдаемая межзвездная поляризация полностью в (ближнем и) промежуточном слое, включающем глобулу и прочие объекты? Имеется в виду, что в случае трех поглощающих слоев для изучения

промежуточного нужно рассматривать звезды, находящиеся ближе дальнего слоя (если он достаточно весом).

Нами было проведено следующее дополнительное исследование, которое подтвердило существование третьего слоя и позволило оценить его параметры ( $d$  и среднее  $A_V$ ).

Сначала в наблюдавшихся полях F1 и F2 нами визуальными были выделены две большие (несколько квадратных угл. минут) области, имеющие предположительно небольшое поглощение и находящиеся вдали от глобулы (обозначены как HALO на рис. A1, доступном по ссылке<sup>1</sup>). На эти области, по-видимому, проектируется нейтральное гало глобулы, которое обычно в 2–3 раза протяженнее молекулярного облака. Затем, используя 3D-карты межзвездного поглощения из [2], мы нашли, что межзвездное поглощение до  $d \approx 1.5$  кпк в этих областях неба относительно мало ( $E(g-r) \approx 0.15-0.25^m$ ) и слабо меняется в картинной плоскости. Примерно такой же результат показали данные, полученные для наблюдавшихся нами звезд.

Из-за большого расстояния наши данные о звездах за дальним слоем недостаточно полны. Для его изучения мы использовали сведения о межзвездном поглощении, имеющиеся для примерно 200 звезд в обзоре StarHorse2. Большое число звезд позволило несколько уменьшить ошибку оценки среднего межзвездного поглощения в дальнем слое:  $A_V \approx 0.40 \pm 0.15^m$  и оценить расстояние до него:  $d \approx 2-2.5$  кпк. Это несколько ближе, чем рукав Персея ( $d \approx 3$  кпк), однако различные исследования показывают, что поглощающий материал располагается в этом направлении перед рукавом.

*3. Промежуточный слой.* Описанное выше исследование дальнего слоя также подтвердило оценку расстояния до промежуточного слоя:  $d \approx 1$  кпк. Глобула CB54 находится на сходном расстоянии и должна принадлежать этому слою. По всей видимости, темное облако к югу от глобулы и отражательная туманность к востоку от нее (рис. A1) также относятся к промежуточному слою. Таким образом, распределение пыли в этом слое существенно неоднородно:  $A_V$  варьируется от  $\sim 0.4$  зв. вел. в гало глобулы до нескольких звездных величин в ее близкой окрестности.

Для изучения этой окрестности CB54 мы должны брать звезды, расположенные на расстоянии от 1 до 2 кпк и видимые в центральной области полей F1 и F2 (на рис. A1 область ограничена зеленой кривой). Оценки межзвездного поглощения для таких звезд дают  $A_V = 0.4-2.5^m$ .

Для нескольких из этих звезд наблюдалась поляризация в [3]. Степень поляризации составляла  $P \approx 0.5-2\%$ . Поляризирующая способность среды  $P_{\max}/A_V < 1\%$ /зв. вел. и быстро падает с увеличением  $A_V$  при  $A_V > 1$  зв. вел. (см. рис. A2, доступный по ссылке<sup>2</sup>). Это известный тренд, но в данном случае поляризирующая способность ниже нижнего предела для подобной части межзвездной среды, на рис. A2 приведен нижний предел из классического обзора [4].

Пониженные значения  $P_{\max}/A_V$  прежде всего могут быть связаны с ориентацией магнитного поля: когда оно направлено в значительной степени вдоль луча зрения (например, мы смотрим вдоль рукава), то при том же поглощении степень поляризации будет ниже обычной. Другими объяснениями низкой поляризирующей способности могут быть нестандартные свойства пыли и источников излучения (в механизме RAT [4]), характеристики магнитных полей и т. д.

Разные авторы исследовали распределение векторов поляризации излучения источников на различных длинах волн в CB54 и ее близкой окрестности. Общий вывод состоял в том, что это распределение сравнительно хаотично, последнее объяснялось повышенной нерегулярностью магнитных полей (см., например, [5]). Полученные нами результаты дают иную возможность объяснить ориентацию поляризационных векторов вне глобулы —

<sup>1</sup> <https://drive.google.com/file/d/1orHUXiqNqhaPx-qeC7kUB4anfeUcA3UA/view?usp=sharing>

<sup>2</sup> [https://drive.google.com/file/d/1Yb8\\_lmYckNVA75Xx8uuArMjz7x80Ym8Z/view?usp=sharing](https://drive.google.com/file/d/1Yb8_lmYckNVA75Xx8uuArMjz7x80Ym8Z/view?usp=sharing)

сравнимым вкладом ближнего слоя с  $A_V \approx 0.3^m$  и промежуточного слоя с переменным  $A_V \approx 0.4-2^m$  и существенно иным направлением поля. При этом возможно, что в промежуточном слое поле в значительной степени направлено вдоль луча зрения, что должно усиливать хаотичность ориентации поляризационных векторов.

Таким образом, нами получены данные фотометрических наблюдений в  $B$ ,  $V$ ,  $R$ -фильтрах для нескольких сотен звезд в окрестностях глобулы CB54. Для 228 звезд проведена классификация и определены спектральный класс и поглощение  $A_V$ .

Анализ полученных данных позволил сделать следующие выводы.

1. В направлении глобулы находятся три основных поглощающих слоя на расстояниях до 300 пк, около 1 кпк и около 2 кпк. Глобула расположена во втором слое. Поглощение  $A_V$  в этих слоях имеет сравнимую величину ( $\sim 0.3-0.4^m$ ), за исключением второго слоя, в котором оно может быть больше.
2. Ближайшая окрестность глобулы представляет собой сложную область, в которой можно различить саму глобулу, отражательную туманность и вытянутое темное облако. В области наблюдается пониженное отношение степени межзвездной поляризации к поглощению, что может быть связано с направлением магнитного поля, в значительной степени ориентированным вдоль луча зрения.
3. Близкая к хаотической ориентация наблюдаемых векторов поляризации в окрестности CB54 может быть объяснена разным вкладом второго слоя и разным направлением магнитного поля в слоях.

Исследование выполнено в группе, включавшей М. С. Прокопьеву, Т. Э. Кондратьеву и Х. А. Крайни (все СПбГУ), которых автор благодарит за плодотворную совместную работу.

## Библиографические ссылки

- [1] *Sen A. K., Pin V. B., Prokopenko M. S., Gupta R.* Polarimetric and photometric observations of CB54, with analysis of four other dark clouds // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 503. — P. 5274–5290.
- [2] *Green G. M., Schlafly E. F., Zucker C. et al.* A 3D Dust Map Based on Gaia, Pan-STARRS 1, and 2MASS // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 887. — id. 93.
- [3] *Sen A. K., Gupta R., Ramaprakash A. N., Tandon S. N.* Imaging polarimetry of some selected dark clouds // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 2000. — Vol. 141. — P. 175–183.
- [4] *Andersson B.-G., Lazarian A., Vaillancourt J. E.* Interstellar dust grain alignment // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 53. — P. 501–539.
- [5] *Bertrang G., Wolf S., Das H. S.* Large-scale magnetic fields in Bok globules // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 565. — id. A94.

## АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ ГЕОМЕТРИИ ДЖЕТОВ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК НА ПАРСЕКОВЫХ МАСШТАБАХ

**И. М. Костричкин**

*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*

Эта работа посвящена системному изучению изменений в геометрии джетов активных ядер галактик (АЯГ). В ходе работы была разработана процедура анализа РСДБ-карт для определения видимых направлений джета. Также для 1216 АЯГ были получены зависимости видимых позиционных углов от времени, что позволило нам оценить такие физические параметры джета, как скорости поворота джета и периоды переменности в рамках модели спирального джета. В предположении наличия двойных черных дыр были рассмотрены два сценария развития переменности в направлении джета: орбитальный и прецессионный, а также оценены характерные отношения масс черных дыр и примерные расстояния между ними.

## ANALYSIS OF PARSEC-SCALE JET DIRECTION VARIATIONS IN ACTIVE GALAXIES

**I. M. Kostrichkin**

*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University)*

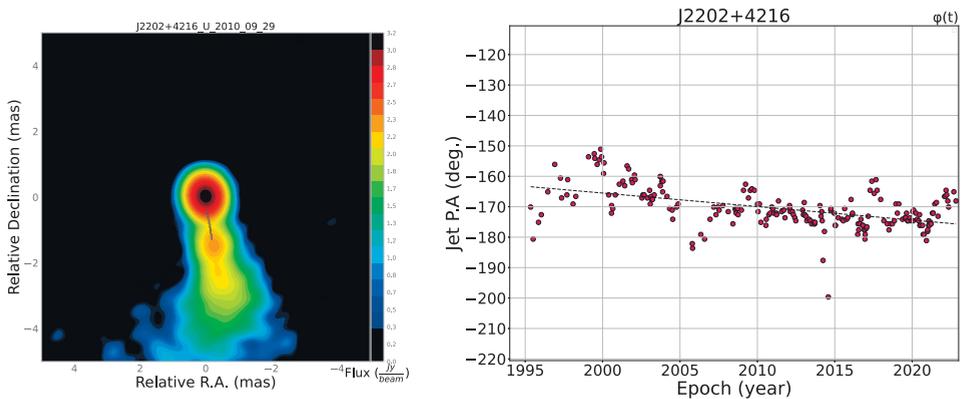
This work is devoted to a systematic study of changes in the geometry of active galactic nuclei (AGN) jets. We developed a procedure for analyzing VLBI maps to determine the apparent directions of the jets. For 1216 AGN we obtained time dependencies of jet position angles, which allowed us to estimate such physical parameters as: jet rotation velocities and periods of variability. Under the assumption of the presence of binary system, we considered two scenarios for the development of variability in the direction of jet: orbital and precession, and determined characteristic relations of black hole masses and distances between them.

## Введение

В работе исследуется эволюция геометрии джета активных галактических ядер на парсековых масштабах с помощью радионаблюдений. Предыдущие исследования, например [1, 2], показали, что у отдельных квазаров направление джета может изменяться со временем. Модели, объясняющие это явление, включают прецессию струи из-за несовпадения векторов углового момента центральной черной дыры и аккреционного диска [3], развития неустойчивостей [4] и наличия в системе второй черной дыры [5]. В данной работе мы представляем данные о временных зависимостях позиционных углов джетов, временных периодах переменности и пространственных масштабах существенных изменений в углах в рамках модели спирального джета.

# Методы анализа РСДБ-карт

Основным способом получения информации о направлении джета для отдельного квазара является анализ его РСДБ-карт. Для этого был разработан полностью автоматический метод определения направления джета на карте, что позволяет нам изучать существенно большее количество источников без потери качества анализа. Процедура определения позиционного угла джета на карте следующая. Работая с изначально круговой диаграммой направленности, мы определяем наиболее яркую точку на карте, в дальнейшем она будет отождествляться с видимым началом джета на карте. Далее, из данной точки мы строим концентрические окружности, радиус которых меняется от 80 до 200 % от размера изначальной диаграммы направленности. После этого на каждой из этих окружностей, определяется наиболее яркая точка. Характерный пример такой карты указан на рисунке (слева).



Слева — РСДБ-карта источника J2202+4216, полученная 29 сентября 2010 г. на частоте в 15 ГГц. Цветом показано распределение плотности потока излучения; черным пунктиром — концентрические окружности; черными точками — наиболее яркая точка на окружности. Справа — график зависимости позиционного угла джета J2202+4216 от времени на частоте 15 ГГц; черная пунктирная линия — результат аппроксимации зависимости линейным законом

Такая процедура реализуется для всех РСДБ-карт отдельного источника. Таким образом мы получаем информацию о временной зависимости позиционного угла джета отдельного выбранного АЯГ. Эти зависимости могут иметь произвольный вид, однако большинство активных ядер демонстрирует или стационарное, или линейное поведение направления джета во времени. Так, для квазара J2202+4216 зависимость имеет вид, представленный на рисунке (справа)

## Модель спирального джета

Для объяснения полученных данных в данной работе используется модель спирального джета, подробно описанная в [6, 7]. В рамках данной модели предполагается, что геометрические проявления переменности в направлении джета вызваны спиралевидной структурой джета, которая, в свою очередь, образуется вследствие периодического изменения направления излучения центрального объекта.

В таком предположении зависимость позиционного угла от времени описывается законом вида (1)

$$PA(\varphi(t)) = \pm \arctan \frac{\sin \varphi(t)}{\theta_0/\xi + \cos \varphi(t)} + PA_0. \quad (1)$$

Упрощая зависимость (1), можно получить выражение для скорости поворота в рамках линеаризованной модели спирального джета, оно будет иметь вид (2), где  $T$  — временной период переменности:

$$a = \frac{dPA}{dt} = \frac{2\pi}{T(1 + \theta_0/\xi)}. \quad (2)$$

## Результаты

В ходе работы нами были получены зависимости видимого позиционного угла джета для 1216 активных ядер. В рамках линеаризованной модели спирального джета медианное значение скорости поворота джета  $a = dPA(t)/dt$  по всей выборке составляет  $a = 0.4 \pm 0.26 \frac{\text{град}}{\text{год}}$ . Полагая характерное отношение  $\theta_0/\xi \approx 2.5$ , было определено медианное значение периода переменности по всей выборке, равное  $T \approx 155$  лет. Причем половина всех исследуемых в этой выборке активных ядер имеют период переменности в диапазоне от 94 до 260 лет. Из полученного медианного периода можно получить характерную длину витка спирали в рамках такой модели. С учетом проекционных эффектов эта связь задается выражением (3)

$$H = \frac{T\beta c \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \approx 440 \text{ пк}. \quad (3)$$

Также, предполагая что переменность вызвана наличием в системе второй черной дыры, были рассмотрены два механизма возникновения переменности — из-за орбитального движения вторичной черной дыры или возникновения прецессии из-за несовпадения угловых моментов импульса двух черных дыр. В первом случае полученный период переменности соответствует характерному расстоянию между черными дырами, равному  $R \approx 0.1$  пк. В случае прецессионного механизма развития переменности  $R \approx 0.001$  пк.

Считая, что видимый поворот джета может быть вызван нерадиальным движением его отдельных компонент, нами были получены характерные угловые скорости поворота этих компонент по всей выборке. Эти значения совпадают со средними скоростями поворота джета, однако дальнейший корреляционный анализ показал, что взаимосвязь между этими двумя эффектами почти отсутствует.

## Заключение

По характерным значениям угловых скоростей поворота джетов можно утверждать, что явление переменности в направлении джета у активных ядер не является массовым. Общее число переменных источников, демонстрирующих существенно переменное поведение, можно оценить сверху как не более 25 % от общего числа выборки. Полученные нами характерные значения периода являются подтверждением первоначальной догадки о том, что для существенной части активных ядер характерно стационарное или слабопеременное поведение. В предположении, что видимые вариации в позиционном угле джета вызваны наличием в системе второй черной дыры, были оценены характерные временные периоды и расстояния между черными дырами согласно [8]. Исходя из наших расчетов, мы предполагаем более вероятным прецессионный механизм изменения направления джета, а механизм, связанный с орбитальным движением, менее вероятным, поскольку расстояние в доли парсек значительно и могло бы быть напрямую обнаружено при наблюдениях на

частотах в 43 или 86 ГГц. Однако неоднородностей на таких масштабах обнаружено не было, из чего можно сделать вывод, что данный сценарий возникновения переменности в видимом позиционном угле маловероятен. На основе имеющихся у нас данных мы склонны предполагать, что корреляция между полученными нами скоростями поворота джетов и угловыми скоростями нерадиального движения их компонент отсутствует.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 20-72-10078.

## Библиографические ссылки

- [1] *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B.* Direction of Parsec-scale Jets for 9220 Active Galactic Nuclei // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2022. — Vol. 260. — P. 4.
- [2] *Lister M. L., Homan D. C., Kellermann K. I. et al.* VizieR Online Data Catalog: MOJAVE. XVIII. Bright radio-loud active AGNs (Lister+, 2021) // *VizieR Online Data Catalog.* — 2023.
- [3] *Cui Yuzhu, Hada Kazuhiro, Kawashima Tomohisa et al.* Precessing jet nozzle connecting to a spinning black hole in M87 // *Nature.* — 2023. — Vol. 621. — P. 711–715.
- [4] *Nikonov A. S., Kovalev Y. Y., Kravchenko E. V. et al.* Properties of the jet in M87 revealed by its helical structure imaged with the VLBA at 8 and 15 GHz // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 526. — P. 5949–5963.
- [5] *Valtonen M. J., Wik K.* Optical polarization angle and VLBI jet direction in the binary black hole model of OJ287 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 421. — P. 1861–1867.
- [6] *Butuzova M. S.* Geometrical and Kinematic Parameters of the Jet of the Blazar S5 0716+71 in a Helical-Jet Model // *Astronomy Reports.* — 2018. — Vol. 62. — P. 116–122.
- [7] *Butuzova M. S., Pushkarev A. B.* Is OJ 287 a Single Supermassive Black Hole? // *Universe.* — 2020. — Vol. 6. — P. 191.
- [8] *Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J.* Massive black hole binaries in active galactic nuclei // *Nature.* — 1980. — Vol. 287, № 5780. — P. 307–309.

**ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ РАСЧЕТА  
ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ,  
МОДЕЛИРУЕМЫХ СЛОИСТЫМИ СФЕРОИДАМИ**

**С. И. Лазневой**

*Санкт-Петербургский государственный университет*

Аппроксимации частиц космической пыли сфероидами является общепринятой в астрономических задачах, когда необходимо учитывать несферичность пылинок. Однако часто возникает вопрос о скорости работы такой аппроксимации и возможностях ее оптимизации. В данной работе кратко описаны варианты ускорения (и улучшения) недавно разработанного алгоритма решения проблемы рассеяния света сфероидами и подробно рассмотрено ускорение путем MPI-распараллеливания вычислений.

**THE POSSIBILITIES OF ACCELERATING  
THE CALCULATION OF THE OPTICAL PROPERTIES  
OF COSMIC PARTICLES MODELED BY LAYERED SPHEROIDS**

**S. I. Laznevoi**

*Saint Petersburg State University*

Using spheroids to approximate cosmic dust particles in the astronomical problems, when the particle nonsphericity is essential, is a common approach. However, there often arises a question about the speed of this approach and the possibilities of its optimization. In this paper, the options for accelerating (and improving) the recently developed algorithm to solve the light scattering problem for spheroids are briefly described, and acceleration by MPI-parallelization of calculations is considered in detail.

## **Введение**

Пыль играет важную роль почти во всех физических процессах, протекающих в межзвездной среде. Как следствие, она имеет разнообразные наблюдаемые проявления. Несмотря на это, форма и структура космических пылинок остаются по-прежнему не очень определенными, но несомненно, что значительная часть пылевых частиц является существенно несферической и, вероятно, покрыта чем-то вроде оболочек.

В современных моделях космической пыли частицы представляются многослойными шарами (THEMIS) и сфероидами [1, 2]. Соответственно при рассмотрении переноса поляризованного излучения в астрономии также внедряется модель сфероидальных частиц [3]. При этом важным становится расчет оптических свойств таких частиц, что возможно разными методами, но первую роль продолжает играть метод разделения переменных [4].

В данной работе рассматриваются разные способы ускорения расчетов оптических свойств слоистых сфероидов на примере программы из работы [4].

# Теория

Рассеяние света частицей описывается уравнениями Максвелла с соответствующими граничными условиями. Как известно, задачу можно эквивалентно сформулировать в виде поверхностных интегральных уравнений [4], например для слоистой частицы:

$$\vec{\nabla} \times \int_{S_j} \vec{n} \times \vec{E}^{(j)} G^{(j)} ds' - \frac{1}{ik_0 \varepsilon_j} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \int_{S_j} \vec{n} \times \vec{H}^{(j)} G^{(j)} ds' = \begin{cases} -\vec{E}_A^{(j-1)}, & \vec{r} \in D_j, \\ \vec{E}_B^{(j-1)}, & \vec{r} \in \mathbb{R}^3 \setminus \bar{D}_j, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\vec{E}^{(j)}$  и  $\vec{H}^{(j)}$  — электрическое и магнитное поля в  $j$ -м слое, ограниченном поверхностями  $S_j$  и (изнутри)  $S_{j+1}$ ;  $D_j$  — область внутри  $S_j$ ;  $\bar{D}_j$  — замыкание  $D_j$  (т. е.  $D_j$  с ее границей);  $\vec{n}$  — внешняя нормаль к  $S_j$ ;  $k_0$  — волновое число в вакууме;  $\varepsilon_j$  — диэлектрическая проницаемость (квадрат показателя преломления) в  $j$ -м слое;  $G^{(j)}$  — функция Грина.

Поля можно разделить на две части ( $\vec{E}^{(j)} = \vec{E}_A^{(j)} + \vec{E}_B^{(j)}$ ), где первая регулярна в начале координат, а вторая удовлетворяет условию излучения на бесконечности. Очевидно, что тогда  $\vec{E}_A^{(0)}$  и  $\vec{E}_B^{(0)}$  — это известное падающее и искомое рассеянное излучение соответственно.

Уравнение (1) решается представлением полей в виде разложений по соответствующим сфероидальным функциям:

$$\vec{E}^{(j)} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} a_{mn}^{(j)} \vec{F}_{mn}^{\vec{v},j}, \quad (2)$$

где  $a_{mn}^{(j)}$  — коэффициенты разложения;  $\vec{F}_{mn}^{\vec{v},j}$  — базисные функции в  $j$ -м слое, связанные с вектором  $\vec{v}$  ( $\vec{r}$  или орт  $\vec{i}_z$ ). Сходным образом раскладывается функция Грина  $G^{(j)}$ .

Подстановка данных разложений в уравнение (1) и учет свойств базисных функций приводят к линейной системе относительно неизвестных коэффициентов разложения рассеянного (sca) и внутреннего (int) полей для каждого индекса  $m$  (в случае сфероида)

$$A_{1,m} \vec{a}_m^{\text{sca}} = \vec{a}_m^{\text{int}}, \quad A_{2,m} \vec{a}_m^{\text{in}} = \vec{a}_m^{\text{int}}, \quad (3)$$

где  $\vec{a}_m^x = \{a_{mn}^x\}_{n=m}^N$  и  $x = \text{sca}, \text{int}, \text{in}$ ;  $N$  — число членов, учитываемых в разложении полей; элементы матриц  $A_{1,m}, A_{2,m}$  — поверхностные интегралы от сфероидальных угловых функций и их производных. Детали приведенного решения подробно описаны в работе [4].

## Программа и использованные варианты ее оптимизации

Описанное выше решение реализовано Д. Г. Туричиной (СПбГУ) в виде Fortran-программы (код находится в открытом доступе: <https://github.com/Kifye/SoMSP>), способной находить с четверной точностью коэффициенты разложения  $a_{mn}^{\text{sca}}$  и по ним получать необходимые параметры рассеянного излучения (факторы  $Q_{\text{ext}}, Q_{\text{sca}}$  и др.) [4]. Задача рассеяния света несферической частицей является математически достаточно сложной, и изначально простой код потребовал ускорения.

Первый способ его ускорения был связан с оптимизацией алгоритма. Дело в том, что в случае ТЕ (Transverse Electric) моды в уравнениях присутствует множитель  $(\varepsilon - 1)$ , а для ТМ (Transverse Magnetic) моды соответственно  $(\mu - 1)$ , где  $\mu$  — магнитная восприимчивость, обычно равная 1 для космической пыли. Как следствие, решение для ТМ-моды существенно проще, чем для ТЕ-моды [4]. Как оказалось, используя преобразования  $T$ -матриц, решение для ТЕ-моды можно выразить через решение для ТМ-моды [5]. Такой подход позволил существенно ускорить расчеты — в среднем примерно в 2–7 раз и более, в зависимости от значений параметров.

Второй способ ускорения был следствием оптимизации представления данных. Для любых частиц с серединной плоскостью симметрии половина элементов в  $2N \times 2N$  матрицах

базовой системы (3) равна нулю. В [6] представлен подход, позволяющий заменить такую систему двумя, имеющими вдвое меньший размер. Поскольку время вычислений для одной частицы  $t \sim MN^3 \sim N^4$  ( $M \sim N$ , где  $M$  — количество рассматриваемых азимутальных мод), то уменьшение размера (3) вдвое, очевидно, должно ускорить время работы в  $2^4/2 = 8$  раз. Однако реальное ускорение программы в среднем равно 2.5 [6], что связано с тем, что исключение нулей по-разному ускоряет разные блоки программы.

Для «трудной» (большого размера, сильно вытянутой/сплюснутой, многослойной, сложного химического состава и т. д.) частицы или при рассмотрении УФ-области характерное время расчета, несмотря на указанные выше улучшения, может достигать получаса. А учитывая, что обычно необходимо рассчитывать ансамбль частиц разных размеров на разных длинах волн, желание уменьшить время работы программы является вполне оправданным. Предполагалось, что распараллеливание практически не связанных между собой систем (3) для разных значений  $m$  должно давать существенное ускорение расчетов.

## Особенности распараллеливания и реальное ускорение

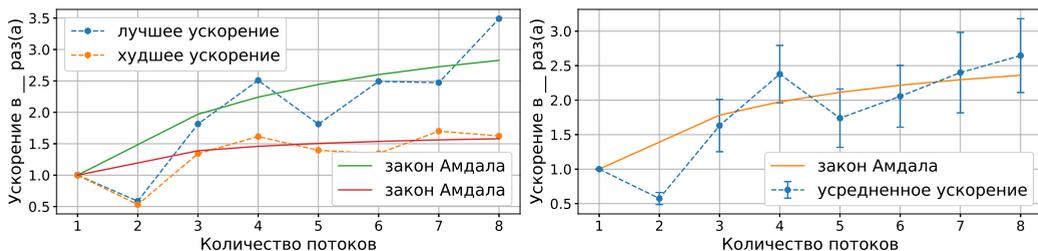
При распараллеливании применялся программный интерфейс MPI (для тестирования — OpenMPI 5.0.0). MPI может работать с системами с распределенной памятью и потому является более универсальным (в отличие от OpenMP). Синтаксис использования MPI-подпрограмм и MPI-констант соответствовал Fortran 2008.

Стоит отметить, что аналогичная OpenMP-версия программы также была реализована и оказалась не менее работоспособной. Однако результаты тестирования на среднем PC показали, что выигрыш в ускорении расчетов по сравнению с MPI-версией достаточно мал (в среднем  $\approx 20\%$ ). Потому единственным значительным преимуществом OpenMP-программы можно считать легкость в ее написании. Но это не является актуальным для конечного пользователя, поэтому было решено сосредоточиться на MPI-версии ввиду ее большей универсальности.

При распараллеливании встретились две основные трудности. Первая была связана с тем, что в программе использовались элементы ООП, и переменные, которые необходимо было передавать между процессорами, по своей сути являлись динамическими массивами структур. Поэтому, чтобы отправить сообщение, нужно было его правильно упаковать. Осложнялось это тем, что некоторые элементы структур сами являлись производными типами данных, а некоторые — динамическими массивами, различавшимися размером для каждого  $m$ . Вторая проблема — «обрезание по точности» — остановка суммирования по  $m$ , когда каждое новое слагаемое перестает вносить заметные изменения. Первые  $k - 1$  ( $k$  — количество потоков, используемых для распараллеливания) азимутальных мод рассчитывались параллельно, затем 0-й поток проверял значимость их вклада в решение. Далее параллельный счет продолжался, если требуемая точность не была достигнута.

С учетом реализации изначального алгоритма и потерь на синхронизацию данных теоретическое ускорение при таком подходе должно быть порядка  $k$ . Однако тесты, выполненные на стандартном PC средней мощности (8 потоков), таких результатов не дают. Было рассчитано несколько десятков различных (сплюснутые и вытянутые однослойные, сплюснутые и вытянутые двухслойные) частиц, у которых варьировались размер, степень асферичности, химсостав и др. Вычисления проводились на PC с процессором Intel Core i5-8250U 1.60 ГГц и ОЗУ 8 Гб. Результаты представлены на рисунке. Слева изображены наилучшее и наихудшее ускорения, которые удалось получить, справа — среднее значение.

«Провал» при  $k = 2$  возникает из-за того, что 0-й поток используется только для рассылки и сбора данных. Локальный пик при  $k = 4$  объясняется тем, что в тестирующем компьютере четыре физических ядра.



Зависимость степени ускорения расчетов от количества используемых потоков

Также нанесены зависимости для закона Амдала, позволяющие оценить максимальное ускорение при неограниченном увеличении числа процессоров. В этом законе ускорение  $S_p = 1/[\alpha + (1 - \alpha)/p]$ , где  $S_p$  показывает, во сколько раз будет ускорена программа на  $p$  процессорах, если  $\alpha$  — доля исключительно последовательных вычислений. В рассмотренном случае максимальное ускорение колеблется от 1.7 до 3.8, а в среднем равно 2.9 ( $\alpha$  равно 0.58, 0.26 и 0.34 соответственно). Неожиданным также оказалось, что при использовании четверной точности операции умножение и обращение матриц (даже с использованием `matmul`) не оптимизируются.

Подводя итоги, можно сказать, что распараллеливание дало ощутимое ускорение расчетов ( $\approx 2.5$ ), однако не такое существенное, как ожидалось ( $\approx 7$ ). Причинами этого являются несколько факторов. Во-первых, расчет каждой азимутальной моды занимает примерно одинаковое время, — побочный продукт реализации алгоритма. Возможно добиться того, чтобы время расчета уменьшалось с ростом  $m$ , и, возможно, это будет реализовано нами в будущем. Во-вторых, главным для данной задачи, по нашему мнению, является недостаточный размер кеш-памяти в ядрах. Возможными решениями представляются расчеты на более мощных системах, например, кластерах, и распараллеливание альтернативных частей алгоритма, использующих гораздо меньшие объемы памяти.

## Библиографические ссылки

- [1] Hensley B. S., Draine B. T. The Astro dust+PAH Model: A Unified Description of the Extinction, Emission, and Polarization from Dust in the Diffuse Interstellar Medium // The Astrophysical Journal. — 2023. — Vol. 948, № 1. — P. 55.
- [2] Siebenmorgen R. Dark dust. II. Properties in the general field of the diffuse ISM // Astron. Astrophys. — 2023. — Vol. 670. — P. A115. 2211.10146.
- [3] Peest C., Siebenmorgen R., Heymann F. et al. Paradigmatic examples for testing models of optical light polarization by spheroidal dust // Astron. Astrophys. — 2023. — Vol. 673. — P. A112. 2302.13306.
- [4] Il'in V. B., Turichina D. G., Farafonov V. G. et al. A new practical approach to light scattering by spheroids with the use of spheroidal and spherical function bases // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. — 2023. — Vol. 311. — P. 108759.
- [5] Фарафонов В. Г., Ильин В. Б., Туричина Д. Г. О решении проблемы рассеяния света сфероидами для ТМ и ТЕ мод при использовании сфероидального базиса // Оптика и спектроскопия. — 2023. — Vol. 131, no. 1. — P. 36–42.
- [6] Фарафонов В. Г., Туричина Д. Г., Ильин В. Б. Новый подход к решению задач рассеяния света частицами, имеющими плоскость симметрии, при использовании разложения полей по волновым функциям // Оптика и спектроскопия. — 2023 (в печати).

## ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕЩЕНИЙ БАЗОВЫХ ГНСС-СТАНЦИЙ НА УРАЛЕ В 2022—2023 гг.

Д. В. Листвин, Э. Д. Кузнецов  
*Уральский федеральный университет*

С целью исследования закономерностей движения земной коры на Урале проведен анализ изменения координат пунктов сети долговременных базовых станций глобальных навигационных спутниковых систем. Доступ к данным измерений был предоставлен компанией «ПРИН». С помощью программы GAMIT/GLOBK исследованы вариации координат десяти базовых станций в течение 2022—2023 гг. Получены оценки смещений координат станций: векового тренда, амплитуд и периодов колебаний на двухлетнем интервале.

## INVESTIGATION OF DISPLACEMENT OF REFERENCE GNSS-STATIONS IN THE URALS DURING 2022–2023 YEARS

D. V. Listvin, E. D. Kuznetsov  
*Ural Federal University*

We analyzed the change of coordinates of the points of the continuous operating reference stations network of global navigation satellite systems to investigate the regularities of the Earth's crust movement in the Urals. Access to the measurement data was provided by the PRIN company. Using the GAMIT/GLOBK software, the variations of coordinates of ten base stations during 2022—2023 were investigated. Estimates of station coordinate displacements were obtained: secular trend, amplitudes and periods of variations over a two-year interval.

## Введение

Согласно современным представлениям кора Земли разделена на литосферные плиты, которые перемещаются со скоростью до нескольких сантиметров в год. Кроме глобальных движений земной коры есть региональные, которые также представляют интерес с точки зрения геодинамики. На территории России подобные исследования выполняются в регионах, ведущих активную добычу полезных ископаемых (см., например, [1]). На Урале также ведется разработка месторождений полезных ископаемых, кроме того, существует сеть разломов, которые связаны с Уральскими горами. В настоящей работе выполнен анализ вариаций координат долговременных базовых станций глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС-станций), входящих в региональную сеть станций АО «ПРИН» (<https://www.prin.ru/>), с целью выявления признаков смещений земной коры на Урале.

## Описание методики решения поставленных задач

Для проведения исследования была выбрана развернутая на Урале сеть базовых ГНСС-станций российской компании «ПРИН». Рассматриваемая сеть достаточно густая для изучения региональных особенностей движений земной коры. Было выбрано 10 базовых станций в 10 городах Урала (см. таблицу).

## Список базовых ГНСС-станций

| Базовая станция | Местоположение                               |
|-----------------|--|
| ALAP            | г. Алапаевск, Свердловская область           |
| BERE            | г. Березники, Пермский край                  |
| BLRK            | г. Белорецк, Республика Башкортостан         |
| CHVA            | г. Челябинск, Челябинская область            |
| IRBT            | г. Ирбит, Свердловская область               |
| KRGN            | г. Курган, Курганская область                |
| MIAS            | г. Миасс, Челябинская область                |
| REZH            | г. Реж, Свердловская область                 |
| SHMH            | г. Шумиха, Курганская область                |
| UGRS            | г. Югорск, Ханты-Мансийский автономный округ |

На станциях установлено стандартное ГНСС-оборудование: приемники на основе платы Trimble BD970, которые могут принимать сигналы спутников систем GPS, ГЛОНАСС, BeiDou, Galileo, и многофункциональные антенны HXCCSX601A и CHCC220GR. Антенна HXCCSX601A может принимать сигналы от всех ГНСС, антенна CHCC220GR — только от GPS и ГЛОНАСС.

Для обработки результатов ГНСС-измерений сети базовых станций использовалось программное обеспечение GAMIT/GLOBK. Оно предназначено для анализа ГНСС-измерений, в первую очередь для изучения деформации земной коры. Программное обеспечение было разработано Массачусетским технологическим институтом, Океанографическим институтом Скрипса и Гарвардским университетом.

Данные измерений доступны в виде RINEX-файлов (Receiver Independent Exchange Format), содержащих фазовые и кодовые измерения, с помощью которых определяются координаты базовых станций с шагом 30 с по времени. Перед запуском обработки результатов измерений необходимо сделать модификации следующих файлов ПО GAMIT/GLOBK: 1) указать в файле sites.default, какие глобальные IGS-станции (IGS — International GNSS System) будут включены в обработку; 2) указать в файле station.info серийные номера и модели антенн и приемников, а также информацию об их изменениях; 3) указать в .arg-файле априорные координаты станций. Затем запустить скрипт sh\_gamit для получения ковариационных матриц. Заключительным этапом обработки в нашем случае считается запуск скрипта sh\_gired для получения временных рядов. С помощью этих временных рядов оценивается вековой тренд движения станций, а также амплитуды и периоды колебаний координат станций.

## Изложение и обсуждение результатов

В результате обработки были получены временные ряды для 2022 и 2023 гг. На основе этих данных можно сделать вывод, что амплитуды колебаний координат в 2022 и 2023 гг. отличаются слабо. Плановые координаты изменяются в пределах от 2 до 8 мм в направлениях север—юг и восток—запад (рис. 1). Амплитуды колебаний по высоте составляют от 10 до 15 мм (рис. 2). Периоды колебаний в среднем равны 10–15 суток по каждой из трех координат.

По двухгодичным временным рядам (рис. 3) четко выделяется вековой тренд. У графиков северного и восточного направлений положительный угол наклона, следовательно, результаты измерений подтверждают известный вывод, что общее смещение земной коры на Урале происходит в северо-восточном направлении.

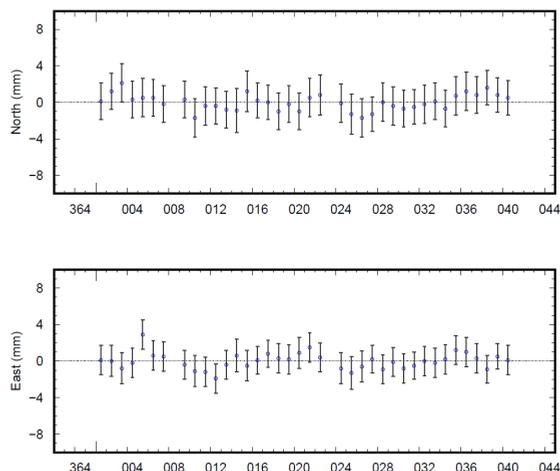


Рис. 1. Колебания координат базовой станции в Алапаевске по направлениям север—юг и восток—запад в начале 2022 г. По оси абсцисс отложены порядковые номера дней в году

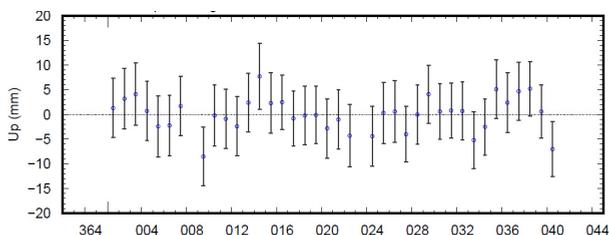


Рис. 2. Колебания координат базовой станции в Алапаевске в вертикальном направлении в начале 2022 г. По оси абсцисс отложены порядковые номера дней в году

На точность оценки смещений координат базовых станций влияют условия внешней среды и в первую очередь состояние ионосферы. На рис. 4 цифрами 1 и 2 обозначены существенные изменения оценки высоты станции, которые коррелируют с высоким уровнем солнечного излучения на длине волны 10.7 см (показатель  $F_{10.7}$ ).

## Заключение

В ходе проведения исследования движения десяти долговременных базовых ГНСС-станций выявлено, что:

- 1) по результатам обработки измерений подтвержден вывод о смещении коры в районе Урала в северо-восточном направлении, что подтверждает достоверность получаемых результатов. Это позволит в дальнейшем выполнить исследование региональных геодинамических смещений пунктов;
- 2) на годичном интервале времени выявлены периодические изменения координат станций по направлениям север—юг, восток—запад и по высоте, которые могут быть связаны с сезонными колебаниями положений станций (промерзание и оттаивание грунта и т. п.);

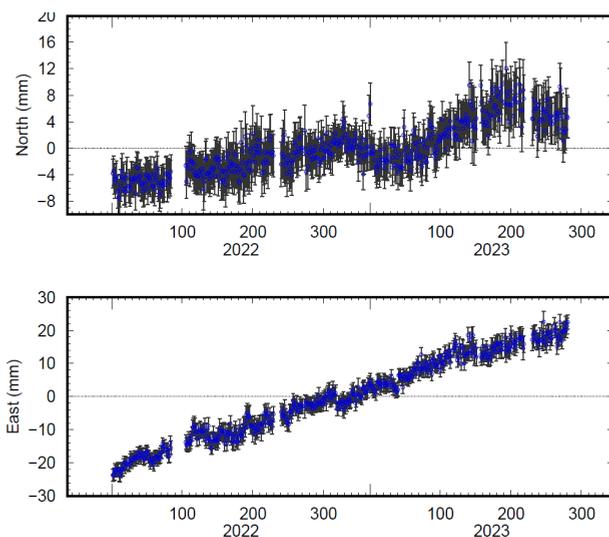


Рис. 3. Вековое смещение в северном и восточном направлениях базовой станции в Берзениках

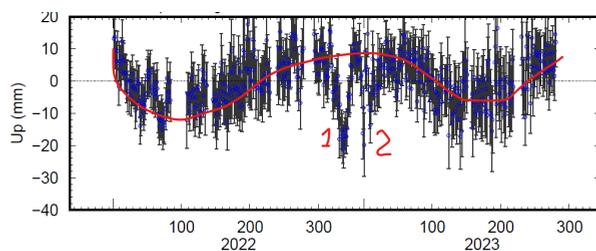


Рис. 4. Смещения по высоте базовой станции в Алапаевске. Цифрами 1 и 2 отмечены результаты измерений во время геомагнитных бурь

- 3) на двухгодичном интервале отчетливо проявляется вековой тренд координат;
- 4) короткопериодические вариации координат станций могут быть связаны как с естественными геодинамическими причинами (например, небольшими землетрясениями, горными ударами и т. п.), так и с влиянием внешней среды (возмущения ионосферы, связанные с активностью Солнца, и др.).

В дальнейшем планируется выполнить исследование относительных смещений станций сети с целью выявления признаков локальных движений земной коры на Урале.

Авторы благодарят АО «ПРИН» за предоставленный доступ к данным сети постоянно действующих базовых станций.

## Библиографические ссылки

- [1] *Кащеев Р. А., Бахтияров В. Ф., Загретдинов Р. В., Комаров Р. В.* О некоторых результатах и перспективах применения спутниковых технологий для геодинамического мониторинга движений земной коры на территории Республики Татарстан // Учен. зап. Казан. ун-та. — 2010. — Т. 7. — С. 33–40.

## ЭФФЕКТ ЯРКОВСКОГО В ДИНАМИКЕ АСТЕРОИДА (99942) АПОФИС ПРИ СБЛИЖЕНИИ С ЗЕМЛЕЙ В 2029 г.

К. С. Лобанова<sup>1,2</sup>, А. В. Мельников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

Посредством численного моделирования исследованы возмущения во вращательной динамике астероида (99942) Апофис в ходе его сближения с Землей в 2029 г. Рассмотрено влияние этих возмущений на величину эффекта Ярковского, действующего в орбитальной динамике астероида. Установлено, что после сближения средняя скорость изменения большой полуоси орбиты Апофиса, вызванного действием эффекта Ярковского, может составить от  $-235$  до  $-20$  м/год.

## THE YARKOVSKY EFFECT IN THE DYNAMICS OF ASTEROID (99942) APOPHIS DURING ITS APPROACH TO THE EARTH IN 2029

K. S. Lobanova<sup>1,2</sup>, A. V. Melnikov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo,

<sup>2</sup>Saint Petersburg State University

By means of numerical modelling, the changes in the rotational state of asteroid (99942) Apophis during its approach to the Earth in 2029 are studied. The influence of these disturbances on the magnitude of the Yarkovsky effect acting in the orbital dynamics of the asteroid is considered. It is established that, after approach, the average rate of change in the semi-major axis of Apophis orbit, caused by the Yarkovsky effect, can range from  $-235$  to  $-20$  m/yr.

## Введение

В долговременной динамике малых астероидов заметную роль играют негравитационные эффекты: давление солнечного излучения, эффект Ярковского и YORP-эффект. Особенно важен учет этих эффектов при изучении динамики астероидов, сближающихся с Землей. В частности, вековое изменение орбиты астероида, вызванное действием эффекта Ярковского, может увеличить риск катастрофического столкновения астероида с нашей планетой [1, 2]. Эффект Ярковского (ЭЯ) представляет собой негравитационное ускорение в орбитальном движении, вызываемое анизотропным переизлучением солнечной радиации поверхностью вращающегося астероида [3, 4]. ЭЯ имеет суточную и сезонную компоненты; одним из проявлений ЭЯ является вековое изменение большой полуоси орбиты астероида. Величина ЭЯ зависит от физических свойств астероида, параметров его орбиты и вращательного состояния. В ходе орбитальной эволюции ряд астероидов испытывает регулярные тесные сближения с планетами, что существенным образом влияет на вращательную динамику астероидов [5, 6] и соответственно на величины негравитационных эффектов для них [7]. Одним из наиболее опасных с точки зрения возможного катастрофического столкновения с Землей является астероид (99942) Апофис [1, 8–10]. В [11, 12] посредством

численного моделирования динамики Апофиса изучены возмущения, которые будут иметь место в его вращательном движении при очередном сближении с Землей в 2029 г. В настоящей работе получены оценки изменения величины ЭЯ для Апофиса из-за возмущений в его вращательной динамике.

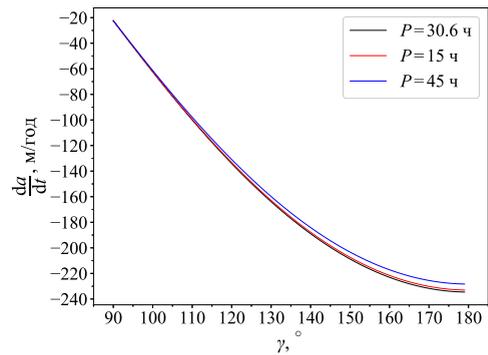
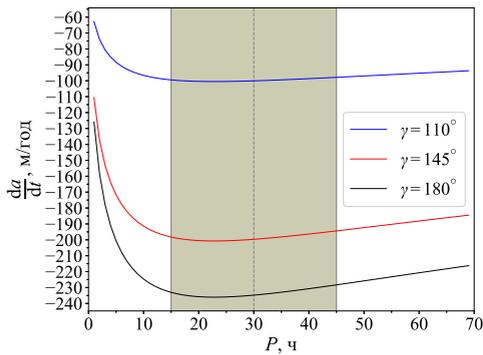
## Численные эксперименты и результаты

В работах [11, 12] нами была рассмотрена вращательная динамика Апофиса в ходе его предстоящего сближения с Землей 13 апреля 2029 г. посредством численного интегрирования уравнений движения исследовалась эволюция величины периода собственного вращения астероида  $P$  и угла  $\gamma$ , характеризующего отклонение оси вращения астероида от нормали к плоскости орбиты. Предполагалось, что Земля представляет собой материальную точку. Астероид является абсолютно твердым телом, имеющим форму трехосного эллипсоида. Орбитальное движение Апофиса в окрестности точки сближения с Землей аппроксимировалось невозмущенной гиперболической геоцентрической орбитой, построенной на основе эфемериды NASA JPL (<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/>). Динамика астероида рассматривалась на участке его орбиты, ограниченном геоцентрической сферой радиусом  $100 R_E$ , где  $R_E$  — средний радиус Земли. Предполагалось, что в начальный момент времени вращение астероида происходит относительно одной оси, совпадающей с осью максимального момента инерции. На множестве  $(P_0, \gamma_0)$  возможных начальных (до сближения) значений  $P$  и  $\gamma$  были определены величины  $\Delta P = P_{\text{final}} - P_0$  и  $\Delta\gamma = \gamma_{\text{final}} - \gamma_0$ , где нижний индекс «final» соответствует величинам после момента сближения (при удалении астероида от геоцентра на расстояние  $100 R_E$ ). Значения  $P_0 \in [1 \text{ ч}, 70 \text{ ч}]$  и  $\gamma_0 \in [0, 180^\circ]$  задавались на равномерной сетке с шагом в один час и в один градус соответственно. Значение  $\gamma = 0$  соответствует случаю, когда ось вращения астероида ортогональна плоскости его орбиты и направление вращения совпадает с направлением орбитального движения (проградное вращение).

Численные эксперименты показали, что на рассмотренном множестве значений  $(P_0, \gamma_0)$  величина периода вращения Апофиса может изменяться весьма существенно: в отдельных случаях  $\Delta P = -20 \text{ ч}$  и  $\Delta P = 40 \text{ ч}$ . Наиболее вероятным, с учетом имеющихся данных о современном вращательном состоянии Апофиса [13, 14], является  $|\Delta P| = 10\text{--}15 \text{ ч}$ , что согласуется с результатами, полученными в [5, 6] путем моделирования сближений астероидов с планетами. Для максимальной амплитуды возмущений в ориентации оси вращения Апофиса имеем  $|\Delta\gamma| = 30^\circ$ , что согласуется с результатами, полученными в [15]. В ряде случаев (при значениях  $\gamma_0$ , близких к  $90^\circ$ ) наблюдался переход от проградного вращения к ретроградному и наоборот. Отметим, что такой переход приводит к смене знака величины суточного ЭЯ и даже суммарной величины ЭЯ, поскольку сезонная компонента ЭЯ мала по сравнению с суточной (см., например, [4]).

На рисунке приведены оценки величины ЭЯ для Апофиса, полученные нами на основе теории, представленной в работе [3]. А именно, приведены зависимости средней скорости  $da/dt$  изменения большой полуоси орбиты Апофиса из-за действия ЭЯ для разных значений  $P$  при  $\gamma = 110, 145$  и  $180^\circ$  (в предположении о ретроградном вращении, см. [13]) и для различных значений  $\gamma$  при  $P = 15, 30.6$  и  $45 \text{ ч}$ . На левой панели рисунка выделена область  $15 \leq P \leq 45 \text{ ч}$  возможных изменений периода, вызванных сближением Апофиса с Землей в 2029 г. [11]. Изменение  $P$  в пределах выделенной области при  $\gamma = 180^\circ$  приводит к вариациям  $da/dt$  от  $-235$  до  $-225 \text{ м/год}$  (около 4 %). При других значениях  $\gamma$  диапазон вариаций  $da/dt$  еще меньше. Если же допустить изменение  $P$  в более широких пределах (см. выше), то  $da/dt$  после сближения может составить от  $-235$  до  $-180 \text{ м/год}$ .

Согласно рисунку существенное влияние на величину ЭЯ оказывает ориентация оси вращения астероида. Она может заметно измениться в ходе тесного сближения с Землей,



Слева — зависимость средней скорости изменения большой полуоси орбиты Апофиса, вызванного действием ЭЯ, от периода вращения  $P$  для различных значений  $\gamma$ . Штриховая линия соответствует величине периода вращения Апофиса в настоящее время [13]. Серая область соответствует возможным значениям [11] изменения периода вращения Апофиса из-за его сближения с Землей в 2029 г. Справа — зависимость средней скорости изменения большой полуоси орбиты Апофиса, вызванного действием ЭЯ, от угла между осью вращения и нормалью к плоскости орбиты астероида  $\gamma$ . Принято, что период вращения Апофиса  $P = 30.6$  ч [13].

Дополнительно нанесены кривые (красная и синяя) для  $P = 15$  и  $45$  ч

что повлечет изменения величины ЭЯ. Так, например, при  $\gamma = 145^\circ$  (указанное значение, согласно рисунку, соответствует текущей величине ЭЯ для Апофиса  $da/dt = -200$  м/год) и  $|\Delta\gamma| = 30^\circ$  вариации  $da/dt$ , согласно рисунку, составляют от  $-225$  до  $-120$  м/год, т. е. величина ЭЯ для Апофиса из-за сближения может измениться почти в два раза. Из рисунка видно, что при изменении периода вращения Апофиса  $P = 30.6$  ч на  $15$  ч в большую и меньшую сторону для всех возможных значений  $\gamma$  максимальная по модулю величина ЭЯ изменяется незначительно. Поскольку точная ориентация оси вращения Апофиса перед сближением неизвестна, можно сделать вывод, что значение величины ЭЯ после сближения будет составлять от  $-235$  до  $-20$  м/год. Отметим, что средний диаметр Апофиса составляет около  $340$  м [16], т. е. вызванные сближением с Землей возмущения в ежегодном изменении большой полуоси астероида из-за действия ЭЯ сопоставимы с размерами астероида. Линейные размеры областей соударения на большой полуоси орбиты астероида, соответствующих траекториям его столкновения с Землей в последующих возвратах, в случае Апофиса составляют десятки-сотни метров [1, 2, 9, 10]. Поэтому при оценке риска столкновения Апофиса с Землей в последующих возвратах необходимо учитывать изменение величины ЭЯ при его предшествующих сближениях с нашей планетой.

## Заключение

Нами рассмотрены изменения вращательного состояния астероида (99942) Апофис при его очередном сближении с Землей в 2029 г. и их влияние на величину ЭЯ, действующего в орбитальной динамике астероида. Показано, что величина изменения периода вращения Апофиса может составить от  $-20$  до  $+40$  ч; наиболее вероятно изменение периода на  $10$ – $15$  ч относительно величины  $30.6$  ч, наблюдаемой в настоящее время [13]. Возмущения в величине отклонения оси вращения от нормали к плоскости орбиты могут достигать  $30^\circ$ . Если же перед сближением ось вращения будет близка к плоскости орбиты, то возможны изменение направления вращения астероида с ретроградного на проградное и смена знака величины ЭЯ. Возмущения во вращательном движении Апофиса приведут к тому, что

величина средней скорости изменения большой полуоси Апофиса, вызванного действием ЭЯ, после сближения с Землей может составить от  $-235$  до  $-20$  м/год.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00306, <https://rscf.ru/project/23-22-00306/>.

## Библиографические ссылки

- [1] *Shor V. A., Chernetenko Yu. A., Kochetova O. M., Zheleznov N. B.* On the impact of the Yarkovsky effect on Apophis' orbit // *Solar System Research.* — 2012. — Vol. 46, № 2. — P. 119–129.
- [2] *Farnocchia D., Chesley S. R., Chodas P. W. et al.* Yarkovsky-driven impact risk analysis for asteroid (99942) Apophis // *Icarus.* — 2013. — Vol. 224, № 1. — P. 192–200. 1301.1607.
- [3] *Farinella P., Vokrouhlický D., Hartmann W. K.* Meteorite Delivery via Yarkovsky Orbital Drift // *Icarus.* — 1998. — Vol. 132, № 2. — P. 378–387.
- [4] *Vokrouhlický D., Bottke W. F., Chesley S. R. et al.* The Yarkovsky and YORP Effects // *Asteroids IV.* — 2015. — P. 509–531.
- [5] *Scheeres D. J., Ostro S. J., Werner R. A. et al.* Effects of Gravitational Interactions on Asteroid Spin States // *Icarus.* — 2000. — Vol. 147, № 1. — P. 106–118.
- [6] *Melnikov A. V.* Rotational Dynamics of Asteroids Approaching Planets // *Solar System Research.* — 2022. — Vol. 56, № 4. — P. 241–251.
- [7] *Martynusheva A. A., Melnikov A. V.* Influence of Planetary Encounters on the Magnitude of the Yarkovsky Effect in Asteroid Dynamics // *Solar System Research.* — 2023. — Vol. 57, № 5. — P. 486–494.
- [8] *Chesley S. R.* Potential impact detection for Near-Earth asteroids: the case of 99942 Apophis (2004 MN 4) // *Asteroids, Comets, Meteors* / ed. by D. Lazzaro, S. Ferraz-Mello, Julio A. Fernández. — 2006. — Vol. 229. — P. 215–228.
- [9] *Sokolov L. L., Bashakov A. A., Pitjev N. P.* Peculiarities of the motion of asteroid 99942 Apophis // *Solar System Research.* — 2008. — Vol. 42, № 1. — P. 18–27.
- [10] *Sokolov L. L., Bashakov A. A., Borisova T. P. et al.* Impact trajectories of the asteroid Apophis in the 21st century // *Solar System Research.* — 2012. — Vol. 46, № 4. — P. 291–300.
- [11] *Лобанова К. С., Мельников А. В.* О возмущениях во вращательном движении астероида при его тесном сближении с Землей // *Изв. Глав. астрон. обсерватории в Пулкове.* — 2023. — Vol. 229. — P. 34–46.
- [12] *Лобанова К. С., Мельников А. В.* Об эффekte Ярковского в динамике астероида (99942) Апофис // *Изв. Глав. астрон. обсерватории в Пулкове.* — 2023. — Vol. 231. — P. 21–30.
- [13] *Pravec P., Scheirich P., Durech J. et al.* The tumbling spin state of (99942) Apophis // *Icarus.* — 2014. — Vol. 233. — P. 48–60.
- [14] *Benson C. J., Scheeres D. J., Brozović M. et al.* Spin state evolution of (99942) Apophis during its 2029 Earth encounter // *Icarus.* — 2023. — Vol. 390. — P. 115324. 2210.13365.
- [15] *Souchay J., Lhotka C., Heron G. et al.* Changes of spin axis and rate of the asteroid (99942) Apophis during the 2029 close encounter with Earth: A constrained model // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 617. — P. A74.
- [16] *Brozović M., Benner L. A. M., McMichael J. G. et al.* Goldstone and Arecibo radar observations of (99942) Apophis in 2012–2013 // *Icarus.* — 2018. — Vol. 300. — P. 115–128.

## ВЛИЯНИЕ КРАСНОЙ УТЕЧКИ СВЕТОФИЛЬТРОВ $U$ И $B$ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИИ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Г. Э. Никишев<sup>1</sup>, Н. А. Масленникова<sup>1,2</sup>, А. М. Татарников<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,

<sup>2</sup>Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

Представлены результаты исследования зависимости величины «красной утечки» фотометрических фильтров  $U$  и  $B$  от показателя цвета  $V - R$  звезд и величины межзвездного покраснения. Проведено сравнение светофильтров с разным вкладом «красной утечки». Ошибка, возникающая из-за неучета «красной утечки» в случае  $U$  фильтра, использующегося на 0.6-м телескопе КГО ГАИШ, может составлять до 0.6–0.8<sup>m</sup> для звезд поздних спектральных классов с большим межзвездным покраснением. Приведены результаты наблюдений четырех красных звезд в  $UBVR_cI_c$  полосах и поправки для учета красной утечки.

## EFFECT OF RED LEAK OF $U$ AND $B$ FILTERS ON RESULTS OF LATE TYPES STARS PHOTOMETRY

G. E. Nikishev, N. A. Maslennikova, A. M. Tatarnikov

*Lomonosov Moscow State University,*

*Sternberg Astronomical Institute of the Lomonosov Moscow State University*

We present the results of a study of the dependence of the “red leak” of the filters  $U$  and  $B$  from the color index  $V - R$  of stars and the interstellar reddening. A comparison of filters with different red leak contributions is made. The error arising from the undercounting the red leak in the case of the  $U$  filter used on the 0.6-m telescope of the CMO SAI can be up to 0.6–0.8<sup>m</sup> for stars of late spectral types with large interstellar reddening. The results of observations of four red stars in the  $UBVR_cI_c$  bands and corrections to account for red leak are presented.

## Введение

Современные ПЗС-приемники имеют очень широкую полосу чувствительности, простирающуюся от  $< 0.35$  до  $\sim 1.1 \mu$ . Если используемый светофильтр имеет пропускание не только в основной полосе, но и в более длинноволновой (так называемая красная утечка или red leak), то при наблюдениях будут регистрироваться не только фотоны в полосе, например  $U$ , но и какая-то часть фотонов из длинноволновой области. При наблюдении объектов, максимум распределения энергии в спектре которых находится в красной или инфракрасной области спектра (например, красных гигантов или углеродных звезд), эффект может быть очень велик даже при малом паразитном пропускании светофильтра вне своей рабочей полосы [1]. Подобные проблемы возникают в основном с недорогими светофильтрами, но иногда им подвержены и крупные проекты. Так, например, некоторые фильтры ультрафиолетового диапазона КТ Хаббл имеют большую красную утечку (см. [www.stsci.edu/instruments/wfpc2/wfpc2\\\_hand/HTML/W2\\\_30.html](http://www.stsci.edu/instruments/wfpc2/wfpc2\_hand/HTML/W2\_30.html)). Встречалась такая

проблема и в обзоре SDSS с  $u$  фильтром ([www.sdss4.org/dr17/imaging/caveats/](http://www.sdss4.org/dr17/imaging/caveats/)). О важности учета красной утечки при наблюдениях симбиотических звезд, одним из компонентов которых является красный гигант, написано в [2].

В нашей работе [1] по результатам синтетической фотометрии были получены оценки величины красной утечки для  $U$  и  $B$  светофильтров, использовавшихся с 2019 г. в ПЗС-фотометре телескопа RC600 Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (КГО). Оказалось, что вклад красной утечки зависит прежде всего от спектрального класса и величины  $E(B - V)$ , есть некоторая зависимость от воздушной массы и содержания водяного пара. Кроме того, для полосы  $U$  существует заметная зависимость от класса светимости звезд. В середине 2023 г. светофильтры  $U, B$  с большой красной утечкой были заменены на новые фильтры производства известной фирмы *Asahi Spectra* с малым пропусканием в красной области спектра. Целью нашей работы является исследование влияния «красной утечки» новых фильтров на результаты фотометрии красных звезд и получение калибровочных кривых для учета этого влияния по методике, описанной в нашей работе [1].

## Наблюдения

В КГО с 2019 г. активно работает 0.6-м телескоп RC600 производства ASA (Австрия). На нем установлен фотометр на базе ПЗС-матрицы *Andor iKON-L* с кадром формата  $2048 \times 2048$  пикселей и масштабом изображения  $0.67''/\text{пиксель}$  [3]. В фотометре установлено два колеса фильтров, в которых расположены  $UBVR_cI_c$  Джонсона — Казинса и  $ugriz$  фильтры SDSS. В середине 2023 г. к уже установленным фильтрам производства *AstroDon* были добавлены  $U$  и  $B$  фильтры производства *Asahi Spectra*. Кривые пропускания  $U$  и  $B$  фильтров (старых и новых), прописанные на спектрофотометре *Avantes avaspec 2048*, приведены на рис. 1.

Для измерения реальной величины вклада красной утечки для новых фильтров 08.11.2023 и 07.12.2023 на RC600 КГО в полосах  $UBVR_cI_c$  были проведены фотометрические наблюдения звезд разных типов 2MASS J18014909+8139252, TYC 5212-477-1, PU Vul и V647 Cas. Для возможности проведения фотометрии по спектрам звезд были проведены спектральные наблюдения с помощью спектрографа TDS [4] на 2.5-м телескопе КГО.

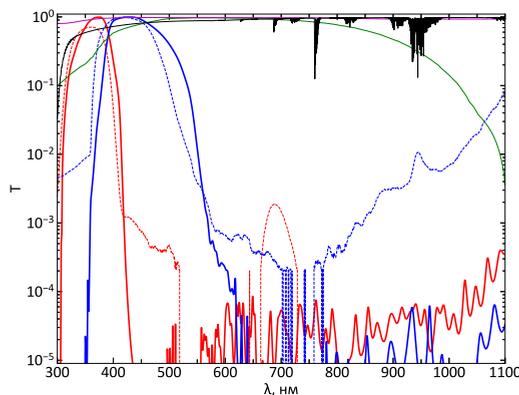


Рис. 1. Кривые пропускания фильтров  $U$  (красная сплошная линия — новый фильтр, красная штриховая линия — старый фильтр) и  $B$  (синяя сплошная линия — новый фильтр, синяя штриховая линия — старый фильтр), земной атмосферы для высоты 2.1 км (черная линия), входного окна камеры (фиолетовая линия) и кривая чувствительности ПЗС-камеры *iKON-L* (зеленая линия)

## Учет красной утечки при оценке блеска звезд

Для определения величины вклада красной утечки в сигнал в коротковолновых инструментальных полосах мы провели синтетическую фотометрию по спектрам звезд различных спектральных классов (от O5 до M8 разных классов светимости), представленных в библиотеке спектров [5]. Синтетический сигнал для звезды каждого спектрального класса вычислялся путем вычисления интеграла  $N_{ph} \sim \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda I(\lambda) A(\lambda) F(\lambda) d\lambda$ , где  $\lambda I(\lambda)$  — величина, пропорциональная потоку фотонов в спектре звезды;  $A(\lambda)$  — кривая пропускания земной атмосферы, а  $F(\lambda)$  — кривая реакции инструментальной полосы.

Тогда величину красной утечки в звездных величинах можно вычислить по формуле

$$\delta \text{mag} = 2.5 \lg \frac{\int_{300}^{1100} \lambda I(\lambda) A(\lambda) F(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda I(\lambda) A(\lambda) F(\lambda) d\lambda}. \quad (1)$$

В числителе интегрирование ведется по всей спектральной полосе, а в знаменателе — в границах фотометрической полосы. Подробно метод учета красной утечки и результаты для фильтров, установленных в 2019 г., описаны в работе [1].

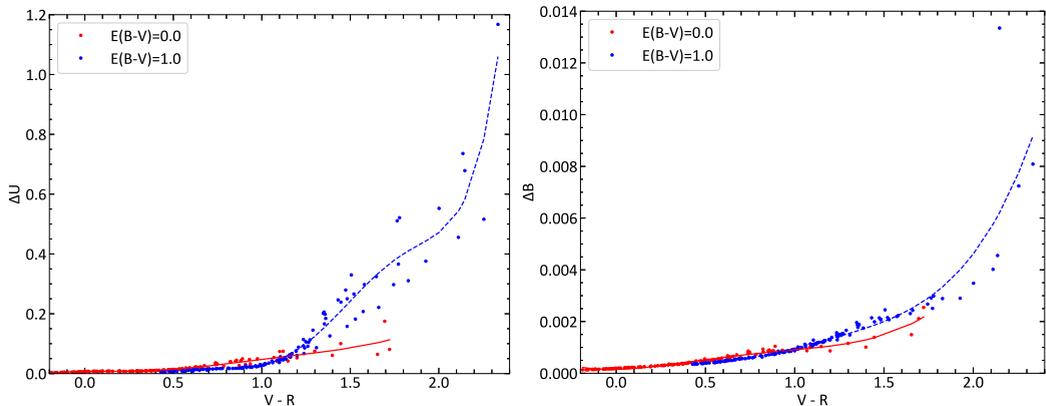


Рис. 2. Зависимость величины красной утечки в полосах  $U$  (левый рисунок) и  $B$  (правый рисунок) от цвета для звезд разных спектральных классов при учете межзвездного покраснения с избытком цвета  $E(B - V) = 1.0$  (синий цвет) и без (красный цвет). Соответствующими линиями показаны сглаженные зависимости

На рис. 2 приведена красная утечка для новых  $U$  и  $B$  фильтров RC600. По сравнению со старым  $U$  фильтром (см. [1]) ее величина стала в десять раз меньше и заметна только для сильно покрасневших звезд. А в полосе  $B$  ее вклад пренебрежимо мал для всех рассмотренных нами случаев.

Проверку методики учета красной утечки для новых фильтров мы провели по результатам наблюдений с ними четырех звезд: красного гиганта V647 Cas (M7III), кандидатов в симбиотические звезды 2MASS J18014909+8139252 и TYC 5212-477-1 и симбиотической звезды PU Vul. Для каждой из звезд методом апертурной фотометрии были получены оценки блеска в полосах  $UBVR_cI_c$ , сделаны оценки межзвездного покраснения по картам [6] и расстояниям Gaia (там, где это возможно) или по спектральному классу и показателям цвета ( $B - V$ ) и вычислены поправки за красную утечку. Все данные собраны в таблице. Меньший вклад красной утечки для PU Vul (при том же спектральном классе красного гиганта) объясняется наличием значительного УФ избытка, связанного с излучением туманности этой симбиотической системы.

| Звезда                     | $U$                     | $B$                     | $V$                     | $R_c$                   | $I_c$                   | $E(B - V)$ | Sp.   | $\Delta U$ |
|----------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|------------|-------|------------|
| V647 Cas                   | 17.29 <sub>0.04</sub>   | 17.359 <sub>0.012</sub> | 15.190 <sub>0.008</sub> | 12.046 <sub>0.008</sub> | 9.490 <sub>0.008</sub>  | 0.58       | M7III | 0.22       |
| 2MASS<br>J18014909+8139252 | 14.671 <sub>0.006</sub> | 12.990 <sub>0.010</sub> | 11.541 <sub>0.008</sub> | 10.271 <sub>0.010</sub> | 8.741 <sub>0.002</sub>  | 0.26       | M4III | 0.11       |
| TYC 5212-477-1             | 11.925 <sub>0.003</sub> | 12.231 <sub>0.006</sub> | 10.775 <sub>0.001</sub> | 9.380 <sub>0.001</sub>  | 7.062 <sub>0.010</sub>  | 0.24       | M5III | 0.1        |
| PU Vul                     | 13.265 <sub>0.004</sub> | 13.713 <sub>0.003</sub> | 12.698 <sub>0.004</sub> | 11.455 <sub>0.007</sub> | 10.009 <sub>0.004</sub> | 0.4        | M6III | 0.02       |

## Заключение

В работе подтверждена методика вычисления и коррекции эффекта красной утечки, предложенная нами ранее в [1]. Рассмотрен эффект красной утечки для новых  $U$  и  $B$  фильтров ПЗС-фотометра телескопа RC600 КГО ГАИШ, установленных в 2023 г. Эти фильтры имеют на порядок (и более) меньшую красную утечку, чем фильтры, использовавшиеся с 2019 по 2023 г. С новыми фильтрами красную утечку необходимо учитывать только в полосе  $U$  для звезд с  $V - R > 0.5$ . Показано, что знания показателя цвета  $V - R$  недостаточно для вычисления поправки за красную утечку, а требуется учет влияния межзвездного покраснения. На примере фотометрических наблюдений красного гиганта V647 Cas и двух звезд-кандидатов в симбиотические звезды 2MASS J18014909+8139252 и TYC 5212-477-1 продемонстрирована необходимость учета красной утечки в полосе  $U$ , где она составила более  $0.1^m$  при точности фотометрии несколько тысячных величины.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 23-12-00092.

## Библиографические ссылки

- [1] *Nikishev G. E., Maslennikova N. A., Tatarnikov A. M. et al.* On the Influence of “Red Leak” of Light Filters on the Brightness Estimates of Stars of Late Spectral Types Illustrated by the Observations of Rapid Variability of Symbiotic Stars // *Moscow University Physics Bulletin.* — 2023. — Vol. 78. — P. 2360801.
- [2] *Munari U., Moretti S.* Characterizing the Photometric Response of the ANS Collaboration Monitoring Program // *Baltic Astronomy.* — 2012. — Vol. 21. — P. 22–31.
- [3] *Berdnikov L. N., Belinskii A. A., Shatskii N. I. et al.* BVI<sub>c</sub> Observations and Search for Evolutionary Variations in the Cepheid V811 Oph Period // *Astronomy Reports.* — 2020. — Vol. 64, № 4. — P. 310–318.
- [4] *Potanin S. A., Belinski A. A., Dodin A. V. et al.* Transient Double-Beam Spectrograph for the 2.5-m Telescope of the Caucasus Mountain Observatory of SAI MSU // *Astron. Lett.* — 2020. — Vol. 46, № 12. — P. 836–854. 2011.03061.
- [5] *Pickles A. J.* A Stellar Spectral Flux Library: 1150-25000 Å // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 1998. — Vol. 110, № 749. — P. 863–878.
- [6] *Green G. M.* A 3D Dust Map Based on Gaia, Pan-STARRS 1, and 2MASS // *The Astrophysical Journal.* — 2019. — Vol. 887, iss. 1. — P. 27.

## АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ ИЗМЕРЕНИЙ БЛЕСКА ОБЪЕКТОВ ГСО И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ

О. С. Новикова

*Национальный исследовательский Томский государственный университет*

В докладе представлен алгоритм, предназначенный для извлечения информации о миделевом сечении околоземного объекта, получаемой по измерениям его блеска. Показано, что использование фотометрических измерений объекта совместно с его позиционными наблюдениями позволяет расширить число динамических параметров, получаемых из наблюдений. Приводятся результаты применения методики обработки к наблюдениям объектов зоны геостационарной орбиты (ГСО), полученных на телескопе Zeiss-2000 ЦКП «Терскольская обсерватория».

## THE ALGORITHM FOR PROCESSING MEASUREMENTS OF THE BRIGHTNESS OF GEO OBJECTS AND ITS APPLICATION

O. S. Novikova

*National Research Tomsk State University*

The report presents an algorithm designed to extract information about the surface area of a near-Earth object obtained from measurements of its brightness. Has been proved that the use of photometric measurements of an object together with its positional observations makes it possible to expand the number of dynamic parameters collected from observations. The results of applying the processing technique to observations of objects in the geostationary orbit zone (GEO) obtained with the Zeiss-2000 telescope of the CCP "Terskol Observatory" are presented.

## Введение

В работе использовались наблюдения двух объектов космического мусора: на геостационарной орбите (ГСО) с № 10294 и № 90073 по базе данных космических объектов Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН. Наблюдения получены на телескопе Zeiss-2000 ЦКП «Терскольская обсерватория» сотрудниками ИНАСАН РАН Н. С. Бахтигараевым и П. А. Левкиной. Точность позиционных наблюдений составляет  $0.15''$ , а точность фотометрических измерений  $0.1^m$  [1].

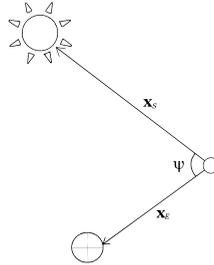
В файле с наблюдениями содержится информация о дате и моменте времени (UTC), а также измеренные на момент наблюдения прямое восхождение, склонение и блеск объекта, задаваемый в звездных величинах. На основе этих данных для получения параметров движения объекта применяется численная модель движения ИСЗ, описанная в [2]. Она позволяет получить координаты и скорости объекта на выбранный момент времени, а также значение средней парусности объекта, которая представляет собой отношение площади миделевого сечения  $A$  объекта к его массе  $M$ . Традиционно для определения динамических параметров используются только позиционные наблюдения, данные о блеске используются редко [3]. Тем не менее именно совместное использование обоих видов наблюдений позволяет получить дополнительные сведения о динамических характеристиках объекта.

# Алгоритм обработки измерений блеска

Известная из фотометрических измерений видимая звездная величина объекта  $m$  зависит от обратного квадрата модуля топоцентрического вектора космического аппарата  $r'$  и может быть представлена в виде [4]

$$m = m_{sun} - 2.5 \lg \frac{AkF(\psi)}{r'^2}, \quad (1)$$

где  $m_{sun}$  — видимая звездная величина Солнца в видимой области спектра, равная  $-26.74$ ;  $A$  — площадь миделевого сечения объекта;  $k$  — спектральный коэффициент отражения, значения которого лежат в интервале от 0.1 до 1 и  $F(\psi)$  — фазовая функция, зависящая от так называемого фазового угла  $\psi$  — угла в системе «Солнце—космический аппарат—наблюдатель» (см. рисунок). Если  $\psi = 0^\circ$ , то объект находится позади наблюдателя и максимально освещен (полная фаза), а при  $\psi = 90^\circ$  освещена только половина поверхности космического аппарата.



Конфигурация «Солнце—спутник—наблюдатель»

Преобразовываем (1) и находим выражение для величины площади миделевого сечения  $A$ :

$$A = \frac{10^{-0.4(m-m_{sun})} r'^2}{kF(\psi)}. \quad (2)$$

Осталось определить вид фазовой функции  $F(\psi)$ , который зависит от формы исследуемого космического аппарата, т. е. для каждого космического аппарата следует определить свою фазовую функцию. Если предположить, что рассматриваемые объекты представляют собой сферу с диффузной отражательной поверхностью, то фазовая функция будет описываться выражением

$$F(\psi) = \frac{2}{3\pi^2} [(\pi - \psi) \cos \psi + \sin \psi]. \quad (3)$$

Величина косинуса фазового угла  $\psi$  в каждый момент времени определяется как

$$\cos \psi = \frac{\mathbf{x}_E \mathbf{x}_S}{r'_E r'_S}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{x}_E = (x_{obs} - x_{sp}; y_{obs} - y_{sp}; z_{obs} - z_{sp})$  и  $\mathbf{x}_S = (x_{sun} - x_{sp}; y_{sun} - y_{sp}; z_{sun} - z_{sp})$  есть векторы положения наблюдателя и Солнца в системе координат, связанной с космическим аппаратом (см. рисунок), компоненты которых известны из численного моделирования, а  $r'_E$  и  $r'_S$  — модули этих векторов соответственно.

По вычисленным мгновенным значениям  $A$  находим среднее значение величины площади миделевого сечения по всему используемому массиву наблюдений и оцениваем массу  $M$  объекта, используя параметр парусности  $A/M$ , найденный по позиционным наблюдениям в ходе процесса улучшения орбиты исследуемого объекта.

# Результаты применения алгоритма

Значения площади миделевого сечения  $A$  выбранных объектов находились по формулам (1)–(6), а в качестве парусности использовалось значение, найденное из обработки позиционных измерений для варианта, имеющего наилучшие критерии в смысле требований, предложенных в [5]. По данной методике были обработаны наблюдения девяти объектов ГСО, приведем наиболее интересные результаты. Для более детального рассмотрения выберем те из объектов, которые имеют наибольшую наблюдательную дугу.

Рассмотрим объект под номером 10294. Этот объект является отработавшим итальянским коммуникационным спутником *Sirio*, запущенным в 1977 г. Известны параметры объекта при запуске: сухая масса  $M = 218$  кг, парусность  $A/M = 0.009$  м<sup>2</sup>/кг.

Таблица 1. Определение параметров объекта № 10294

| №  | Период наблюдений     | $A_{min}$ , м <sup>2</sup> | $A_{max}$ , м <sup>2</sup> | $A_{mean}$ , м <sup>2</sup> | $A/M$ , м <sup>2</sup> /кг | $\sigma$ , " | $M$ , кг |
|----|-----------------------|----------------------------|----------------------------|-----------------------------|----------------------------|--------------|----------|
| 1  | 03.03.2019–09.03.2019 | 0.286                      | 16.509                     | 0.877                       | 0.014                      | 0.387        | 61.775   |
| 2  | 13.09.2019–24.09.2019 | 0.641                      | 44.717                     | 2.581                       | 0.009                      | 0.204        | 278.437  |
| 3  | 06.12.2019–24.12.2019 | 0.414                      | 278.228                    | 3.778                       | 0.016                      | 0.929        | 239.165  |
| 4  | 22.06.2020–29.06.2020 | 0.514                      | 51.861                     | 2.105                       | 0.011                      | 0.224        | 192.112  |
| 5  | 10.09.2020–29.09.2020 | 0.506                      | 47.833                     | 2.571                       | 0.010                      | 0.458        | 248.170  |
| 6  | 12.09.2021–27.09.2021 | 0.696                      | 16.275                     | 1.821                       | 0.012                      | 0.371        | 151.945  |
| 7  | 11.10.2021–30.10.2021 | 0.723                      | 21.585                     | 1.810                       | 0.018                      | 0.465        | 103.142  |
| 8  | 03.11.2021–06.11.2021 | 1.061                      | 31.517                     | 1.999                       | 0.026                      | 0.597        | 76.568   |
| 9  | 17.06.2022–02.07.2022 | 0.488                      | 10.169                     | 1.647                       | 0.014                      | 0.323        | 121.766  |
| 10 | 25.10.2022–08.11.2022 | 0.683                      | 21.181                     | 1.516                       | 0.019                      | 0.346        | 79.902   |
| 11 | 15.09.2023–22.09.2023 | 0.362                      | 37.650                     | 2.634                       | 0.017                      | 0.831        | 156.615  |

В табл. 1 представлены минимальное ( $A_{min}$ ), максимальное ( $A_{max}$ ) и среднее ( $A_{mean}$ ) значения площади миделевого сечения, параметр парусности объекта  $A/M$ , среднеквадратическая ошибка  $\sigma$  в конце итерационного процесса улучшения орбиты объекта и оценка массы  $M$  спутника.

Если убрать из рассмотрения явно ненадежные, полученные по малым измерительным дугам результаты под номерами 1, 7, 8, 11, мы получим значения массы и парусности объекта, близкие к начальным: оценки средних величин по оставшимся массивам наблюдений равны  $M = 187.357$  кг и  $A/M = 0.013$  м<sup>2</sup>/кг. Масса при этом уменьшается, а парусность, естественно, увеличивается относительно начальных значений, причем парусность и площадь миделевого сечения вычисляются по независимым друг от друга измерениям.

Проанализируем еще один объект — № 90073, который представляет собой фрагмент китайского метеорологического спутника *Fengyun 2D*. В работе [6] приводится максимальное значение парусности  $A/M$  объекта, равное 0.18 м<sup>2</sup>/кг, полученное на основе исследования обширного наблюдательного материала.

Как видно из табл. 2, оценка парусности объекта по всем имеющимся массивам наблюдений дает среднее значение  $A/M = 0.117$  м<sup>2</sup>/кг, оценка средней массы спутника по фотометрическим измерениям колеблется около значения  $M = 9.156$  кг.

## Заключение

Совместное использование фотометрических и позиционных измерений увеличивает количество информации о динамических параметрах объектов околоземного пространства, позволяя делать выводы об эволюции состояния объектов.

Таблица 2. Определение параметров объекта № 90073

| №  | Период наблюдений     | $A_{min}, \text{м}^2$ | $A_{max}, \text{м}^2$ | $A_{mean}, \text{м}^2$ | $A/M, \text{м}^2/\text{кг}$ | $\sigma, "$ | $M, \text{кг}$ |
|----|-----------------------|-----------------------|-----------------------|------------------------|-----------------------------|-------------|----------------|
| 1  | 13.09.2019–24.09.2019 | 0.031                 | 22.614                | 0.638                  | 0.093                       | 0.564       | 6.900          |
| 2  | 06.12.2019–24.12.2019 | $5.454 \cdot 10^{-5}$ | 15.405                | 0.434                  | 0.100                       | 0.243       | 4.329          |
| 3  | 22.06.2020–29.06.2020 | 0.200                 | 5.463                 | 1.156                  | 0.130                       | 0.296       | 8.929          |
| 4  | 11.09.2020–24.09.2020 | 0.038                 | 7.256                 | 0.863                  | 0.123                       | 0.346       | 7.020          |
| 5  | 12.09.2021–27.09.2021 | 0.075                 | 11.380                | 1.290                  | 0.142                       | 0.559       | 9.098          |
| 6  | 11.10.2021–30.10.2021 | 0.069                 | 73.587                | 1.358                  | 0.115                       | 1.096       | 11.852         |
| 7  | 03.11.2021–06.11.2021 | 0.103                 | 16.912                | 1.158                  | 0.098                       | 0.512       | 11.782         |
| 8  | 05.01.2022–29.01.2022 | 0.129                 | 9.340                 | 1.501                  | 0.086                       | 0.290       | 17.373         |
| 9  | 17.06.2022–03.07.2022 | 0.040                 | 8.567                 | 1.363                  | 0.081                       | 0.238       | 16.834         |
| 10 | 28.10.2022–30.10.2022 | 0.201                 | 9.985                 | 1.184                  | 0.149                       | 0.242       | 7.957          |
| 11 | 01.11.2022–08.11.2022 | 0.142                 | 5.340                 | 0.849                  | 0.139                       | 0.254       | 6.113          |
| 12 | 17.09.2023–22.09.2023 | 0.060                 | 0.766                 | 0.249                  | 0.148                       | 0.946       | 1.682          |

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FSWM-2024-0005).

## Библиографические ссылки

- [1] *Levkina P., Bakhtigaraev N., Martynyuk-Lototskiy K. et al.* Characteristics of small-sized space debrisobjects detected at the Terskol observatory in 2016-2017 // *Open Astron.* — 2018. — Vol. 27. — P. 310–313.
- [2] *Авдюшев В. А., Бордовицына Т. В., Батулин А. П. и др.* Численное моделирование динамических параметров геосинхронных объектов по данным позиционных наблюдений // *Астрон. вестн.* — 2022. — Т. 56, № 5. — С. 344–355.
- [3] *Коробцев И. В., Цуккер Т. Г., Мишина М. Н., Еселевич М. В.* Наблюдения космического мусора в области орбит глобальных навигационных спутниковых систем // *Солнечно-земная физика.* — 2020. — Т. 6, № 3. — С. 155–123.
- [4] *McCue Gary A., Williams James G., Morford Joan M.* Optical characteristics of artificial satellites // *Planet. Space Sci.* — 1971. — Vol. 19, № 8. — P. 851–868.
- [5] *Салейко К. В., Попандопуло Н. А., Бордовицына Т. В.* Особенности отбраковки позиционных и фотометрических измерений при определении динамических параметров объектов космического мусора // *Физика космоса : тр. 51-й Международ. студ. конф. (Екатеринбург, 29 янв.–2 февр. 2024).* — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2024).
- [6] *Bakhtigaraev N. S., Levkina P. A., Rykhlova L. V. et al.* Features of geosynchronous space objects motion near 75°E // *Open Astron.* — 2018. — Vol. 27. — P. 139–143.

## КАТАЛОГ СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

А. А. Осетрова<sup>1</sup>, О. А. Титов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет*, <sup>2</sup>*Geoscience Australia*

Внегалактические радиоисточники демонстрируют видимое собственное движение, которое в основном вызвано изменением в структуре объектов на длительном интервале времени. Собственное движение, наведенное структурой объектов, может достигать 1 мс дуги/год. Помимо индивидуальных собственных движений в них могут присутствовать систематические эффекты с амплитудой менее 0.01 мс дуги/год. Для поиска таких эффектов требуется составить каталог собственных движений радиоисточников, из которого будут исключены объекты, чье видимое собственное движение очевидно вызвано изменениями структуры радиоисточников. В работе описывается процедура составления такого каталога видимых собственных движений внегалактических радиоисточников, наблюдавшихся в 1993–2023 гг.

## CATALOG OF PROPER MOTIONS OF EXTRAGALACTIC RADIOSOURCES

A. A. Osetrova<sup>1</sup>, O. A. Titov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Saint Petersburg State University*, <sup>2</sup>*Geoscience Australia*

Extragalactic radio sources exhibit apparent proper motion, which is mainly caused by changes in the structure of objects on a long time interval. The proper motions induced by the structure of objects can be expected to be 1 mas/year. In addition to individual proper motions, there may be systematic effects with amplitudes less than 0.01 mas/year may also be present in the proper motions. The search for such effects requires the compilation of a catalog of radio source proper motions, from which objects whose apparent proper motion is obviously caused by changes in the radio source structure will be excluded. The paper describes the procedure for compiling such a catalog of apparent proper motions of extragalactic radio sources observed in 1993–2023.

## Введение

Международная небесная система координат (ICRS) имеет начало отсчета в барицентре Солнечной системы. Ее фундаментальные оси задаются координатами внегалактических радиоисточников (РИ), наблюдаемых методом радиоинтерферометрии на сверхдлинной базе (РСДБ). Наблюдательной реализацией ICRS является каталог координат РИ в S/X-диапазоне. Последняя реализация ICRF3 содержит координаты 4536 РИ, 303 из которых являются «опорными», и определяет оси ICRS с точностью 30 мкс дуги [1].

Поскольку РИ располагаются на космологических расстояниях, то, в отличие от звезд, их физические собственные движения составляют меньше 1 мкс дуги/год. Эти РИ являются активными ядрами галактик с видимыми размерами до 100 мс дуги. Как правило, типичные РИ — объекты с протяженной структурой. Непостоянство этой структуры приводит к видимым собственным движениям до 1 мс дуги/год и изменению координат до

2–3 мс дуги. Однако недавно были обнаружены РИ с изменением координат до 130 мс дуги [2]. Такие объекты непригодны для высокоточной астрометрии, но представляют интерес для астрофизических исследований.

В собственных движениях РИ также присутствуют систематические эффекты, не связанные с изменением структуры. Например, наблюдается дрейф вековой абберации, вызванный движением барицентра Солнечной системы по отношению к центру Галактики, проявляющийся в дипольной составляющей поля скоростей собственных движений РИ с амплитудой 5.8 мкс дуги/год [3]. Кроме того, могут существовать и другие систематические эффекты, например, первичные гравитационные волны [3], которые порождают квадрупольную компоненту поля скоростей. Однако поскольку их амплитуда значительно меньше амплитуды индивидуальных собственных движений, то для их обнаружения требуется аккуратный подбор объектов со стабильной структурой.

Составление каталога собственных движений РИ требуется для исследования и поиска систематических эффектов, вызванных различными космологическими причинами.

В работе приведено описание процедуры составления каталога собственных движений по данным РСДБ-наблюдений за 1993–2023 гг.

## Обработка РСДБ-наблюдений

В работе использованы все РСДБ-наблюдения по программам IVS за 1993–2023 гг. Обработка проведена в программном пакете OSSAM 6.3 [4] методом среднеквадратичной коллокации с калибровкой тропосферы и часов.

Для обработки отобрано 828 РИ, которые наблюдались более чем в десяти экспериментах. В результате были получены временные ряды координат для 828 РИ на 30-летнем интервале времени.

## Составление каталога

Для повышения надежности каталога были поставлены следующие ограничения на используемые ряды данных:

1. Число наблюдений в каждом эксперименте не меньше 10.
2. Число экспериментов не меньше 10.
3. Линейная регрессия оценивалась для точек, приблизительно равномерно распределенных по времени, исключались точки в начале или конце ряда, которые располагались от соседнего наблюдения более чем на 5 лет.
4. Интервал наблюдений объектов не менее 10 лет.

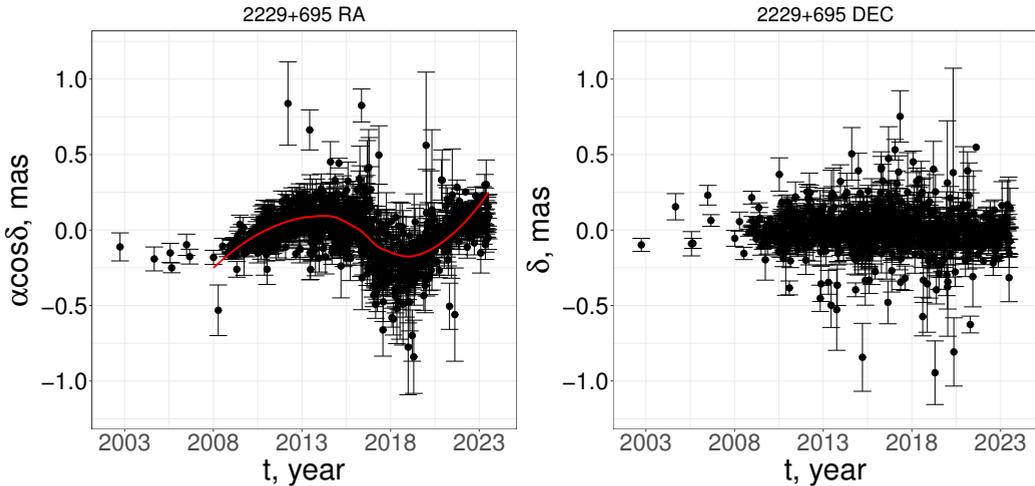
Индивидуальные собственные движения аппроксимировались линейным трендом и оценивались взвешенным методом наименьших квадратов.

Гистограмма собственных движений РИ аппроксимировалась распределением Релея. РИ с полным собственным движением, намного превышающим параметр масштаба аппроксимирующего распределения ( $\geq 30$  мкс дуги/год), не были включены в каталог для сглаживания эффекта влияния больших индивидуальных движений на систематические эффекты малой амплитуды.

Видимые собственные движения РИ, вызванные изменением структуры, не всегда описываются простой линейной моделью. Например, у «опорного» РИ, 2229+695 (см. рисунок) кривая, полученная локальным методом сглаживания (loess), описывающая изменение по

прямому восхождению, имеет две точки перегиба (в 2014 и 2019 гг.). Линейное собственное движение в 1993–2014 гг. по прямому восхождению составляло  $44 \pm 3$  мкс дуги/год, в 2014 г. произошло изменение знака, и собственное движение за период 2014–2019 гг. составило  $-82 \pm 5$  мкс дуги/год, в 2019–2023 гг. соответственно  $100 \pm 4$  мкс дуги/год. При этом за весь период наблюдений 1993–2023 оценка собственного движения по прямому восхождению с использованием линейной модели составляет  $5 \pm 1$  мкс дуги/год.

Подобные объекты со статистически значимым собственным движением на интервалах, разделенных точками перегиба, которые определялись по сглаженной кривой, в каталог также не включались. Всего обнаружен 41 такой объект, среди них 13 «опорных».



«Опорный» РИ 2229+695

## Заключение

Результатом работы является каталог собственных движений за 1993–2023 гг., составленный по приведенному выше алгоритму. Он состоит из 382 радиосточников со средней ошибкой 4 мкс дуги/год и будет использован для дальнейшего исследования систематических эффектов.

## Библиографические ссылки

- [1] Charlot P., Jacobs C. S., Gordon D. et al. The third realization of the International Celestial Reference Frame by very long baseline interferometry // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 644. — P. A159.
- [2] Осетрова А. А., Титов О. А. Радиосточники с большим изменением видимых координат // *Физика космоса : тр. 50-й Международ. студ. науч. конф. (Екатеринбург, 30 янв.–3 февр. 2022 г.)*. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2022. — С. 263.
- [3] Titov O., Lambert S. B., Gontier A.-M. VLBI measurement of the secular aberration drift // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 529. — P. A91.
- [4] Titov O. A. Construction of a Celestial Coordinate Reference Frame from VLBI Data // *Astron. Rep.* — 2004. — Vol. 48, № 11. — P. 941–948.

**КОНСТАНТЫ СКОРОСТЕЙ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ ФТОРА  
С МОЛЕКУЛЯРНЫМ ВОДОРОДОМ  
В РАЗЛИЧНЫХ СОСТОЯНИЯХ ПРОДУКТА И РЕАГЕНТА**

**И. М. Паханьян<sup>1</sup>, А. В. Столяров<sup>1</sup>, Д. З. Вибе<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова,* <sup>2</sup>*Институт астрономии РАН*

В работе представлены результаты квантовых расчетов констант скоростей химической реакции  $F + H_2(v, J) \rightarrow FH(v, J) + H$  в неравновесно заселенных колебательно-вращательных состояниях.

**RATE CONSTANTS OF THE CHEMICAL REACTION OF FLUORINE  
WITH MOLECULAR HYDROGEN  
IN VARIOUS STATES OF THE PRODUCT AND REACTANT**

**I. M. Pakhanyan<sup>1</sup>, A. V. Stolyarov<sup>1</sup>, D. S. Wiebe<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Chemical Department, Lomonosov Moscow State University,* <sup>2</sup>*Institute of Astronomy of the RAS*

We present the results of quantum computations of rate constants for  $F + H_2(v, J) \rightarrow FH(v, J) + H$  chemical reaction with non-equilibrium populations of rovibrational levels.

## Введение

В астрохимических работах, посвященных вычислению констант скоростей химических реакций, в последнее время намечается тенденция учета неравновесного энергетического распределения участвующих в реакции веществ. При этом обыкновенно константы считают явными функциями только относительно состояний реагента, но не продуктов реакции. При таком подходе оказывается невозможным учесть обратные реакции, поскольку константы для прямых и обратных процессов будут неоднозначно связаны друг с другом. Однако, поскольку учет обратных процессов обязателен, предполагают, что продукт распределен равновесно, и вычитают из констант прямых процессов константы обратных. Выходит, что для корректного использования таких констант должна возникать ситуация, когда продукт реакции всегда распределен равновесно, причем такое распределение каким-то образом поддерживается в ходе реакции. Поскольку такие требования выполняются далеко не всегда, нам кажется разумным представлять результаты расчетов в виде констант, являющихся явными функциями и уровней энергии реагента, и уровней энергии продукта. Такое представление позволяет детально проследить за изменением распределения по энергиям в ходе химической реакции и применимо при любых распределениях, причем от более детального представления всегда можно перейти к менее детальному: если положить распределение продукта реакции равновесным, более детальные константы будут равны константам, зависящим только от состояний реагентов.

В данной работе производился расчет констант для реакции  $F + H_2(v, J) \rightarrow FH(v, J) + H$ , имеющей большое астрохимическое значение, поскольку HF считается важным индикатором молекулярного водорода в относительно разреженной диффузной среде [1, 2].

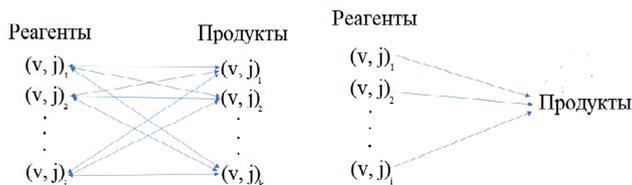


Рис. 1. Стрелками обозначены константы скорости. Слева — из каждого состояния реагента есть константа скорости в каждое состояние продукта и наоборот. Справа — константы не определены относительно состояний продукта. Из таких констант не получится образовать систему, как на рисунке слева. Следующий шаг в упрощении — одна константа, не учитывающая ни состояния продукта, ни состояния реагента

## Методика

Представление о химической реакции как о паре сталкивающихся частиц, скорости которых соответствуют распределению Максвелла, дает

$$K_c = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu(k_B T)^3}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp(-E/k_B T) dE, \quad (1)$$

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{J=1}^{\infty} (2J+1) S^2(E, J), \quad (2)$$

где  $K_c$  — константа скорости,  $\text{м}^3/\text{с}$ ;  $\mu$  — приведенная масса системы;  $T$  — температура;  $E$  — относительная энергия столкновения, эВ;  $\sigma$  — сечение реакции,  $\text{м}^2$ ;  $k = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}}$ ;  $J$  — полный угловой момент и  $S$  — матрица рассеяния [3].

Таким образом, задача нахождения констант скорости сводится к решению квантовой задачи рассеяния и нахождению матрицы рассеяния. Матрица рассеяния имеет следующий смысл. Для стационарного уравнения Шредингера

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} \Psi'' + U\Psi = E\Psi \quad (3)$$

в качестве потенциала системы используется решение электронной задачи — поверхность потенциальной энергии (ППЭ). При этом для решения задачи рассеяния ППЭ представляют в не совсем обычной для электронной задачи системе координат: началом координат считается точка центра масс системы, а в качестве осей — радиус-векторы отдельных частиц. Граничными условиями на бесконечности считаются волновые функции свободных частиц  $\Psi = e^{ikr}$ . При таком подходе можно рассматривать химическую реакцию как задачу рассеяния фигуративной точки на потенциале в начале координат.

Поскольку в такой системе существуют внутренние степени свободы частиц, все возможные варианты столкновения в разных состояниях нумеруются и называются каналами. Тогда для продуктов реакции в канале  $j$  асимптотика задается формулой

$$\Psi_j^\infty = \psi_j - \sum_k S_{jk} \psi_k, \quad (4)$$

где  $\psi_j$  — волновая функция сразу после столкновения, предполагающаяся сферической;  $\sum_k S_{jk} \psi_k$  — результаты всех возможных превращений из канала  $j$  в другие каналы. При таком представлении  $S$  содержит в себе всю информацию о столкновении;  $S$  представляет

собой матрицу размера  $n \times n$ , где  $n$  — число каналов, и называется матрицей рассеяния. Квадрат элемента  $jk$  представляет собой вероятность перехода из канала  $j$  в канал  $k$ . Диагональные элементы описывают упругое рассеяние [4].

Данный подход был реализован на примере реакции  $F + H_2(v, J) \rightarrow FH(v, J) + H$ . При этом выбор реакции определялся не только астрохимической значимостью, но также и тем фактом, что реакция не содержит глубоких ям на потенциальной поверхности, т. е. имеет не очень много входных каналов, что существенно снижает время расчета.

Расчет выполнялся в программе ABC, решающей задачу рассеяния методом логарифмического дифференцирования в гиперсферических координатах; ППЭ имплементирована в программу [5].

## Результаты

При использовании программы ABC оценены вероятности переходов с различными начальными и конечными  $v, j$  при заданной энергии и полном угловом моменте системы. Из этих данных по формулам 1, 2 получены соответствующие константы скорости.

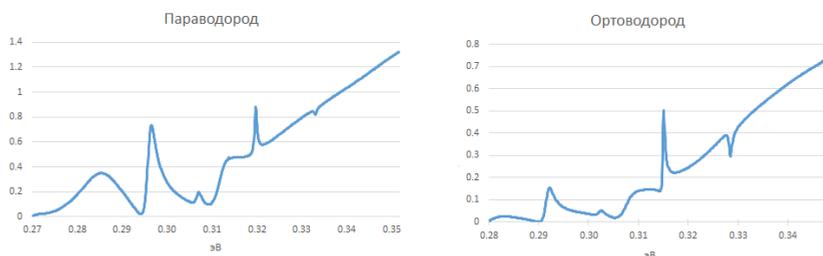


Рис. 2. Зависимость суммарной вероятности реакции  $N = \sum_{j, v, j', v'} S_{j, v, j', v'}^2$  от энергии столкновения. Данные соотносятся с литературными [6]

## Библиографические ссылки

- [1] *Neufeld D. A., Wolfire M. G., Schilke P.* The Chemistry of Fluorine-bearing Molecules in Diffuse and Dense Interstellar Gas Clouds // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 628, № 1. — P. 260–274. astro-ph/0504304.
- [2] *Sonnentrucker P., Neufeld D. A., Phillips T. G. et al.* Detection of hydrogen fluoride absorption in diffuse molecular clouds with Herschel/HIFI: an ubiquitous tracer of molecular gas // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 521. — P. L12. 1007.2148.
- [3] *Zanchet A., Godard B., Bulut N. et al.*  $H_2(v = 0,1) + C^+(^2 P) \rightarrow H + CH^+$  State-to-state Rate Constants for Chemical Pumping Models in Astrophysical Media // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 766, № 2. — P. 80.
- [4] *Smith F. T.* Scattering Matrix and Chemical Reaction Rates // *The Journal of Chemical Physics.* — 2004. — Vol. 36, № 1. — P. 248–255.
- [5] *Skouteris D., Castillo J., Manolopoulos D.* ABC: A quantum reactive scattering program // *Computer Physics Communications.* — 2000. — Vol. 133. — P. 128–135.
- [6] *Castillo J. F., Manolopoulos D. E., Stark K., Werner H.-J.* Quantum mechanical angular distributions for the  $F+H_2$  reaction // *The Journal of Chemical Physics.* — 1996. — Vol. 104, № 17. — P. 6531–6546.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ SOL2023-07-12 M7.2 С ПРЕРВАННОЙ ЭРУПЦИЕЙ

С. А. Полухина<sup>1</sup>, Л. К. Кашапова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет,*

<sup>2</sup>*Институт солнечно-земной физики СО РАН*

Представлены первые результаты исследования солнечной вспышки 12 июля 2023 г. по наблюдениям Сибирского радиогелиографа (СРГ). Особенностью события является наличие прерванной эрупции, наблюдавшейся в крайнем ультрафиолетовом диапазоне. Для анализа пространственной структуры события был разработан оригинальный алгоритм коррекции положения микроволновых источников. Проведено исследование пространственной структуры источника в диапазоне 3–12 ГГц с учетом результатов спектрального анализа для момента начала эрупции.

## STUDY OF THE SOLAR FAILED ERUPTION SOL2023-07-12 M7.2

S. A. Polukhina<sup>1</sup>, L. K. Kashapova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Saint Petersburg State University,* <sup>2</sup>*Institute of Solar-Terrestrial Physics*

We present the study of the solar flare which occurred on July 12, 2023, and was observed by the Siberian Radioheliograph (SRH) in the microwaves. The event feature was the failed eruption, observed in the Extreme ultraviolet range. To analyze the spatial structure of the event, the original algorithm for correcting the position of microwave sources was developed. We carried out a study of the spatial structure of the sources within 3–12 GHz range, taking accounting the results of spectral analysis at the moment of the eruption onset.

## Введение

Развитие солнечной вспышки в большинстве случаев сопровождается возникновением эрупции, так как выделение энергии в процессе связано с изменением топологии магнитного поля и ростом газового давления при нагреве плазмы. Мощный сгусток плазмы,двигающийся с высокой скоростью от Солнца в межпланетное пространство, называется корональным выбросом массы и является причиной возмущения магнитосферы Земли и возникновения геоэффективных событий. Но не всегда эрупция, возникающая во время солнечной вспышки, является корональным выбросом массы. Существуют как явления более скромного масштаба (например, джеты), так и случаи эрупции, когда движение плазмы вдруг неожиданно прекращается. Такого типа эрупция называется «прерванной» [1]. Существует несколько гипотез, объясняющих прерванную эрупцию. Одна из них связана с тем, что структура магнитного поля активной области не позволяет плазме удаляться от поверхности Солнца. Однако видимое перемещение источника излучения не всегда может быть связано именно с эрупцией или движением плазмы. Например, наблюдатель может принять за движение постепенный нагрев токового слоя или модулирование излучения плазмы каким-либо волновым процессом. Ответ на то, какая гипотеза объясняет наблюдаемую прерванную эрупцию, может дать исследование динамики вспышечных источников, связанных с излучением нагретой плазмы и с излучением ускоренных электронов. Такую возможность дают многоволновые наблюдения в микроволновом диапазоне в комбинации

с наблюдениями в крайнем ультрафиолете (далее КУФ) и рентгеновском диапазоне. Мы представляем первые результаты анализа наблюдений солнечной вспышки класса  $M7.2$  по GOES, произошедшей около 8:50 UT — 9:00 UT 12 июля 2023 г. Во время данного события в полосе  $131 \text{ \AA}$  (КУФ) наблюдалось движение плазмы вверх, которое внезапно прекратилось. Таким образом, произошло явление прерванной эрупции. Цель работы — выявление особенностей структуры микроволновых всплывечных источников во время развития эрупции и сравнение их положения с динамикой, наблюдаемой в крайнем ультрафиолете.

## Данные и метод обработки

Исследование пространственно-временной эволюции события в микроволновом диапазоне проведено по данным Сибирского радиогелиографа (далее СРГ) [2] с помощью двух решеток, работающих в диапазонах 3–6 и 6–12 ГГц. В работе использованы два типа многоволновых данных СРГ: интегральные потоки излучения всего диска Солнца и радиоизображения. Временные профили интегральных потоков представлены на рис. 1. Информацию о механизме излучения и связи с излучением ускоренных электронов можно получить из спектра [3]. Спектр исследуемой вспышки (рис. 2) для двух моментов времени указывает на гиротронный (магнитотормозной) механизм. Пиковая частота в максимуме излучения для исследуемой вспышки находится на 10.6 ГГц. Излучение выше этой частоты указывает на наличие только ускоренных электронов. Спектр, полученный в 8:58:02 UT, показывает необычный рост в области низких частот. Он может быть связан или с плазменным излучением, или с наличием второго источника, связанного со слабым магнитным полем. Многоволновая структура источников и будет исследоваться в дальнейшем для этого момента времени.

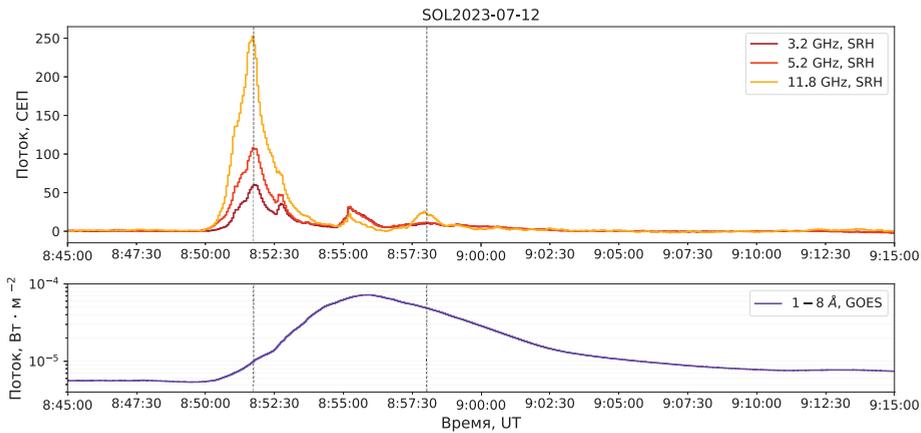


Рис. 1. Первая панель: потоки СРГ, временной профиль события в микроволновом диапазоне,  $1 \text{ СЕП} = 10^{-22} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ГГц}^{-1}$ . Вертикальными штриховыми линиями обозначены первый пик (8:51:45 UT) и третий пик (8:58:02 UT). Вторая панель: интегральный (по диапазону длин волн) рентгеновский поток в диапазоне  $1\text{--}8 \text{ \AA}$  космического аппарата GOES

Процесс обработки изображений в радиодиапазоне состоял из нескольких этапов. Во-первых, предварительная обработка: калибровка радиокарт [4] в избранные моменты времени по всем частотам; наиболее интересным, судя по спектральным данным, авторам представился третий пик. Далее автоматическая калибровка радиокарт для выбранных частотных каналов в моменты времени между 8:57 UT и 9:01 UT (третий пик) с времен-

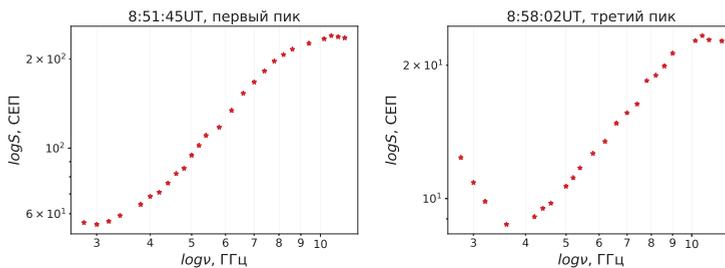


Рис. 2. Спектры для первого и третьего пиков события, построенные по данным потоков CPE

ным разрешением  $\sim 3.5$  с. Получилось 1760 изображений (80 кадров в каждом частотном канале). Во-вторых, необходимо центрирование диска Солнца на всех изображениях. Дело в том, что положение центра диска Солнца на синтезированных радиокартах может отличаться как для разных моментов времени, так и для разных частот в один момент времени. Это явление называется джилингом, его необходимо исключить дополнительной обработкой. Для этого выбирается контрольная активная область (далее АО), которая во время изучаемого события не производит вспышечной активности. Характер и интенсивность излучения этой АО не меняется в исследуемом промежутке времени. При точном наложении диска такие АО на разностных картах должны состоять только из шумовой компоненты. Радиокарта представляет собой двумерный массив чисел, содержащий информацию о яркостной температуре в каждом пикселе изображения. Строятся разностные карты по соседним моментам времени с разрешением  $\Delta t \approx 3.5$  с. Из каждой разностной радиокарты выделяется подмассив с контрольной АО. Двигаем две соседние карты друг относительно друга и ищем лучшее наложение с помощью метрики:

$$\rho(A, B) = \sqrt[\alpha]{\frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m |a_{ij} - b_{ij}|^\alpha}{n \cdot m}} \rightarrow \min, \quad (1)$$

где  $A_{n \times m}$  и  $B_{n \times m}$  — матрицы подмассивов двух радиокарт, содержащие контрольную АО;  $a_{ij}$  и  $b_{ij}$  — элементы этих матриц соответственно. От показателя  $\alpha$  зависит точность наложения: необходимо, чтобы в результате вычитания оставался только шум. При  $\alpha = 2$  наложение получается хорошее, но недостаточно точное. При  $\alpha = 4$  локальные максимумы яркостной температуры на разностной карте вносят гораздо больший вклад в метрику, чем шум. При  $\alpha > 4$  точность наложения перестает заметно возрастать, но время вычисления и поиска наилучшего относительного сдвига карт сильно увеличивается. Поэтому решено было использовать значение показателя  $\alpha = 4$ . Используя данный метод, можно скорректировать положение центра диска на момент времени в каждом частотном канале или скорректировать положение центра диска на один момент времени для нескольких частот.

## Обсуждение результатов

На рис. 3 представлено положение источников микроволнового излучения в момент третьего пика. На изображении в полосе 131 Å AIA/SDO видно, что вспышка имеет куполообразную структуру, похожую на круговую вспышку [5]. Вспышки такого типа имеют куполообразную магнитную структуру, связанную высокой петлей с удаленным вспышечным источником. В сценарии вспышек такого типа отсутствуют волокна (или протуберанцы). Поэтому для данного случая не подходит модель, объясняющая наблюдения торможением

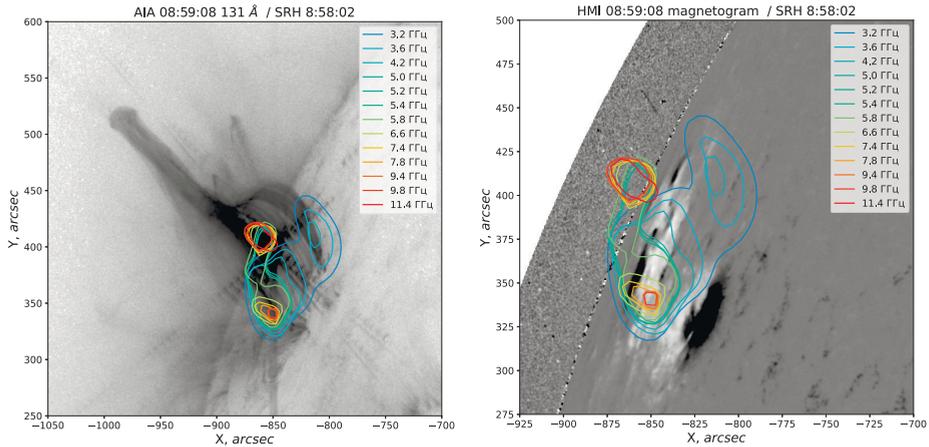


Рис. 3. Положение источников микроволнового излучения в 8:58:02 UT. Цветными контурами обозначено излучение активной области по данным СРГ. На фоне изображения в полосе 131 Å AIA/SDO — на первой панели и магнитограмма HMI/SDO — на второй панели. Оси изображений представлены в гелиоцентрических координатах

магнитным полем плазменных структур. В исследованиях круговых вспышек часто упоминают движение горячей плазмы от куполообразного вспышечного источника к удаленному источнику, связанному с ним высокой петлей. Возможно, наблюдавшаяся прерванная эрупция была результатом как раз такого движения. Мы также наблюдаем два микроволновых источника с излучением на частотах выше 10.6 ГГц. Один из них расположен в ногах петли и связан с мощными магнитными полями. Предположительно это пятенный источник. Еще один такой источник расположен в центре «купола» и может указывать на место первичного энерговыделения ускоренных электронов. Одно из оснований вспышечной петли излучает на частотах до 5 ГГц. Этот источник находится в области, где отсутствуют сильные магнитные поля. Именно он может формировать ту низкочастотную часть спектра, которую мы видим на рис. 2 для третьего пика. Данные выводы являются предварительными и нуждаются в дальнейшей проверке.

Исследования Л. К. Кашаповой выполнены при финансовой поддержке Минобрнауки России. Авторы благодарят М. В. Глобу за помощь при обработке наблюдений СРГ.

## Библиографические ссылки

- [1] *Mrozek T., Kołomański S., Stęślicki M., Gronkiewicz D.* Catalog of Solar Failed Eruptions and Other Dynamic Features Registered by SDO/AIA // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2020. — Vol. 249, № 2. — P. 21.
- [2] *Altyntsev A., Lesovoi S., Globa M. et al.* Multiwave Siberian Radioheliograph // *Solar - Terr. Phys.* — 2020. — Vol. 6, № 2. — P. 30–40.
- [3] *Dulk G. A.* Radio Emission from the Sun and Stars // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1985. — Vol. 23. — P. 169–224.
- [4] *Globa M., Lesovoi S.* Calibration of Siberian Radioheliograph antenna gains using redundancy // *Solar - Terr. Phys.* — 2021. — Vol. 7, № 4. — P. 98–103.
- [5] *Wang H., Liu Ch.* Circular Ribbon Flares and Homologous Jets // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 760, № 2. — P. 101.

## О ВОЗМОЖНОМ ПРОИСХОЖДЕНИИ СУБСТРУКТУР, НАБЛЮДАЕМЫХ В ОФД БАРЬЕР ОРИОНА

И. А. Помельников<sup>1,2</sup>, Д. С. Рящиков<sup>1,2</sup>, Н. Е. Молевич<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева, <sup>2</sup>Самарский университет  
им. С. П. Королева

В данной работе произведено численное моделирование эволюции ударно-волнового импульса, распространяющегося в среде с параметрами области фотодиссоциации Барьер Ориона. Моделируемые периодические структуры согласуются по характерному размеру и периоду следования с наблюдаемыми субструктурами.

## ON THE POSSIBLE ORIGIN OF SUBSTRUCTURES OBSERVED IN THE ORION BAR PDR

I. A. Pomelnikov<sup>1,2</sup>, D. S. Riashchikov<sup>1,2</sup>, N. E. Molevich<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>P. N. Lebedev Physical Institute, <sup>2</sup>Samara University

In this paper, the numerical simulation of shockwave pulse evolution, which propagates in the medium with the Orion Bar photodissociation region parameters, is performed. Modelled periodical structures fit with observed substructures by the characteristic size and frequency rate.

## Введение

В образовании структур во вселенной огромную роль играет тепловая неустойчивость, связанная с зависимостью обобщенной функции нагрева и охлаждения от температуры и плотности среды. Она бывает трех типов, а именно изохорической, изобарической и изоэнтропической, из которых наиболее изученной и распространенной является изобарическая неустойчивость. Изобарическая неустойчивость интересна тем, что приводит к разделению однородной среды на две фракции — разреженный горячий газ и холодные плотные облака. Изохорическая неустойчивость связана с крупномасштабным ростом температуры и давления среды при постоянстве плотности с образованием конвективных потоков. На сегодня она довольно плохо изучена. В данной работе нас интересует неустойчивость изоэнтропическая, также называемая акустической, так как именно она приводит к нарастанию и распространению акустических волн.

План сообщения предполагает следующее. В разделе о наблюдаемых субструктурах мы приведем краткую сводку наблюдений нетеплового движения и структурообразования областей повышенного давления-плотности в областях фотодиссоциации (ОФД). Затем с помощью численного моделирования одномерной системы уравнений газодинамики с обобщенной функцией нагрева и охлаждения определим структуры, формируемые в ОФД Барьер Ориона в условиях изоэнтропической неустойчивости. В последнем разделе обсудим результаты и наметим пути дальнейшего исследования структурообразования в ОФД.

# Наблюдения субструктур

В работах [1, 2] было показано, что в ОФД могут реализовываться условия изоэнтропической неустойчивости и соответственно появляться мелкомасштабные мультифронтные распространяющиеся структуры с повышенным давлением, плотностью и температурой. Косвенным подтверждением присутствия в среде таких структур служили фиксируемые нетепловые большие уширения спектральных линий, которые в [2] были гипотетически связаны с возмущениями скорости в этих структурах.

С увеличением разрешающей способности наземных и космических телескопов появилась возможность изучать эти мелкомасштабные структуры напрямую и с достаточной детализацией. Приведем последние результаты при изучении Барьера Ориона, полученные с помощью наземных телескопов высокого разрешения ALMA и KECK, а также запущенного 25 декабря 2021 г. космического телескопа Джеймса Уэбба (JWST).

Согласно изображениям ALMA в Барьере Ориона вблизи диссоциационного фронта (ДФ) наблюдаются двигающиеся в молекулярную область периодические субструктуры (филаменты, глобулы, гребни) повышенной плотности и давления (со сжатиями, превышающими фактор 5) [3]. Характерные размеры субструктур порядка  $4 \cdot 10^{-3}$  пк с периодами между ними не более 0.01 пк.

Согласно изображениям KECK область вокруг ДФ является высокоструктурированной. Наблюдаются субструктуры повышенного давления и плотности (филаменты и гребни) шириной  $(0.2 \dots 4) \cdot 10^{-3}$  пк и с расстоянием между ними  $(0.5 \dots 1) \cdot 10^{-2}$  пк. Они протянулись как вдоль фронта, так и в молекулярное облако [4].

Первые снимки туманности Ориона, полученные с использованием JWST, подтверждают выводы о многочисленных плотных субструктурах в ОФД Барьер Ориона с размерами порядка  $(0.1 \dots 0.2) \cdot 10^{-2}$  пк и острых гребнях. Плотность в атомарной области оценена как  $(0.5 \dots 1) \cdot 10^{-4}$  см<sup>-3</sup>, температура — выше 1 000 К [5].

Отметим, что аналогичные субструктуры были зарегистрированы с помощью телескопов ALMA и Gemini в ОФД туманности Киля (Carina's WesternWall) [6, 7].

## Структуры, получаемые в ОФД Барьер Ориона

Для анализа химического состава и структуры молекулярного облака Ориона и Барьера Ориона как его составляющей используются стационарные изобарические модели [5, 8–10], предполагающие равновесие горячих разреженных и холодных плотных областей [11]. Однако такой подход не позволяет исследовать турбулентные движения, наблюдаемые не только на фронте диссоциации, но и в других областях облака Ориона [3, 12–14]. Причинами появления турбулентных течений в ОФД Барьер Ориона и регистрируемых субструктур могут являться нелинейные акустические структуры, образующиеся вследствие выполнения в среде условий изоэнтропической неустойчивости [1, 2]. Данный тип неустойчивости может возникнуть в среде при наличии положительной обратной связи между акустическими волнами и неравновесным тепловыделением [1, 11, 15]. В изоэнтропически неустойчивых средах термодинамическое возмущение на поздних этапах эволюции может принять вид последовательности самоподдерживающихся ударных волн, автоволновых импульсов, максимальная амплитуда которых зависит только от параметров среды распространения, прежде всего от вида обобщенной функции нагрева и охлаждения [11]:

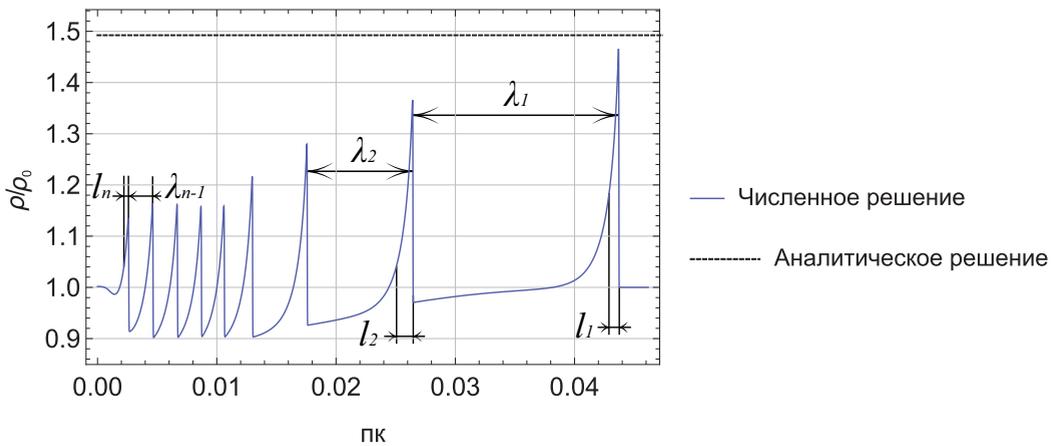
$$W(\rho, T) = \Lambda(\rho, T) - \Gamma(\rho, T). \quad (1)$$

Зная функцию  $W(\rho, T)$ , мы можем изучить процесс формирования наблюдаемых плотных субструктур ОФД Барьер Ориона.

Процесс эволюции газодинамического возмущения в ударно-волновой импульс был исследован при помощи численного решения одномерной системы уравнений газодинамики в среде Athena MHD [16]. Для моделирования среды ОФД Барьер Ориона использовались функция нагрева и охлаждения из [2] и параметры среды из [8]. Для дополнительного контроля правильности счета проводилось сравнение с аналитическим значением амплитуды импульса, определяемого методом адиабат [15].

Результаты показывают, что любое малое начальное возмущение, заданное в виде кривой Гаусса, разделяется на две волны, которые распространяются в разные стороны. По мере роста амплитуды волны распространяющееся возмущение формирует ударно-волновой импульс, за фронтом которого следуют импульсы меньшей амплитуды (см. рисунок).

Амплитуда первого импульса, полученная в ходе моделирования, практически совпадает с аналитическим значением. Небольшое отличие связано с использованием при численном решении уравнений достаточно большой вязкости для предотвращения численных неустойчивостей [17]. В методе адиабат вязкость не учитывается.



Профиль плотности в ударно-волновой структуре в сравнении со значением, найденным при помощи метода адиабат:  $\lambda$  — период следования импульсов;  $l$  — характерный размер импульса, определяемый уменьшением значения плотности в  $\epsilon$  раз

## Обсуждение результатов

Результаты моделирования показывают корреляцию полученных структур и наблюдаемых субструктур. Характерный размер получаемых структур составляет  $(2.57 \dots 5.13) \cdot 10^{-4}$  пк, а периоды их следования находятся в диапазоне  $(0.02 \dots 1.7) \cdot 10^{-2}$  пк, что удовлетворительно согласуется с результатами наблюдения. Однако амплитуда плотности, рассчитанная по модели атомарной зоны ОФД [2], значительно отличается от значений, известных из наблюдений. Такое различие в значениях амплитуд вызвано тем, что известные значения сжатия наблюдались вблизи ДФ, т. е. ближе к молекулярной области и в самой молекулярной области, где обобщенная функция теплопотерь имеет другой вид. Мы планируем провести учет функции нового вида, удовлетворяющей области вблизи ДФ, в следующей работе.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственные задания № FSSS-2023-0009 и № 0023-2019-0003).

## Библиографические ссылки

- [1] *Molevich N. E., Zavershinsky D. I., Galimov R. N., Makaryan V. G.* Traveling self-sustained structures in interstellar clouds with the isentropic instability // *Astrophys. Space. Sci.* — 2011. — Vol. 334. — P. 35–44.
- [2] *Krasnobaev K. V., Tagirova R. R.* Isentropic thermal instability in atomic surface layers of photodissociation regions // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 469. — P. 1403–1413.
- [3] *Goicoechea J. R., Pety J., Cuadrado S. et al.* Compression and ablation of the photo-irradiated molecular cloud the Orion Bar // *Nature.* — 2016. — Vol. 537, iss. 7619. — P. 207–209.
- [4] *Habart E., Le Gal R., Alvarez C. et al.* High-angular-resolution NIR view of the Orion Bar revealed by Keck/NIRC2 // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 673. — P. A149.
- [5] *Habart E., Peeters E., Berné O. et al.* PDRs4All II: JWST’s NIR and MIR imaging view of the Orion Nebula // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 2023. 2308.16732.
- [6] *Hartigan P., Downes T., Isella A.* A JWST Preview: Adaptive-optics Images of H<sub>2</sub>, Br-, and K-continuum in Carina’s Western Wall // *Astrophys. J. Lett.* — 2020. — Vol. 902. — P. L1.
- [7] *Downes T. P., Hartigan P., Isella A.* Length-scales and dynamics of Carina’s Western wall // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 519, iss. 4. — P. 5427–5438.
- [8] *Joblin C., Bron E., Pinto C. et al.* Structure of photodissociation fronts in star-forming regions revealed by Herschel? observations of high-J CO emission lines // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 615. — P. A129.
- [9] *Bron E., Agúndez M., Goicoechea J. R., Cernicharo J.* Photoevaporating PDR models with the Hydra PDR Code // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 2018. 1801.01547.
- [10] *Röllig M., Ossenkopf-Okada V.* The KOSMA-tau PDR model. I. Recent updates to the numerical model of photo-dissociated regions // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 2022. — Vol. 664. — P. A67.
- [11] *Field G. B.* Thermal Instability // *Astrophys. J.* — 1965. — Vol. 142. — P. 531–567.
- [12] *Kaplan K. F., Dinerstein H. L., Oh H. et al.* Excitation of Molecular Hydrogen in the Orion Bar Photodissociation Region from a Deep Near-infrared IGRINS Spectrum // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 838. — P. 152–166.
- [13] *Kavak Ü., van der Tak F. F. S., Tielens A. G. G. M., Shipman R. F.* Origin of hydrogen fluoride emission in the Orion Bar. An excellent tracer for CO-dark H<sub>2</sub> gas clouds // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 631. — P. A117.
- [14] *Kavak Ü., Bally J., Goicoechea J. R. et al.* Dents in the Veil: protostellar feedback in Orion // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 663. — P. A117.
- [15] *Molevich N., Riashchikov D.* Shock wave structures in an isentropically unstable heat-releasing gas // *Phys. Fluids.* — 2021. — Vol. 33, iss. 7. — P. 076110.
- [16] *Stone J. M., Gardiner T. A., Teuben P. et al.* Athena: a new code for astrophysical MHD // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2008. — Vol. 178, iss. 1. — P. 137.
- [17] *Рящиков Д. С., Помельников И. А., Молевич Н. Е.* Возмущения сжатия в атомарной зоне фотодиссоциативных областей межзвездного газа // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* — 2022. — Vol. 10. — P. 3–9.

## SDSS-IV MaNGA: ИСТОЧНИКИ ИОНИЗАЦИИ ДИФFUЗНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ НА БОЛЬШИХ ВЫСОТАХ В ДИСКОВЫХ ГАЛАКТИКАХ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

**В. К. Постникова**

*Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова,  
Физический факультет Московского государственного университета  
им. М. В. Ломоносова*

Исследуются источники ионизации диффузного газа на различных галактических высотах в 436 различных дисковых галактиках, наблюдаемых точно с ребра. Привлекаются данные финального релиза обзора MaNGA, а также теоретические модели 3MdB. Показано, что для всех исследуемых галактик поведение диффузного ионизованного газа адекватно описывается моделями фотоионизации молодыми OB-звездами и горячими проэволюционировавшими маломассивными звездами. При этом поток излучения от OB-звезд и ионизационный параметр с высотой уменьшаются, а относительный вклад горячих проэволюционировавших маломассивных звезд в ионизацию увеличивается. Также в галактиках с низким удельным темпом звездообразования (и с большими звездными массами) основным источником ионизации диффузного газа являются горячие проэволюционировавшие маломассивные звезды, тогда как в галактиках с высоким удельным темпом звездообразования (и с меньшими звездными массами) — OB-звезды.

## SDSS-IV MaNGA: IONIZATION SOURCES OF DIFFUSE EXTRA-PLANAR GASEOUS MEDIUM IN DISK GALAXIES OF VARIOUS TYPES

**V. K. Postnikova**

*Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University,  
Physics Department of Lomonosov Moscow State University*

Sources of ionization of diffuse gas at different altitudes in 436 edge-on disk galaxies are explored. The MaNGA data together with theoretical 3MdB models are used. It is demonstrated that models of the gas photoionization in a combination of young OB-stars and hot low-mass evolved stars adequately describe the gas ionization state in the galaxies of all types. Moreover, the fraction of the ionizing flux from OB-stars and the ionization parameter decrease with the altitude, while the role of the ionization by the hot low-mass evolved stars increases. The difference in the contribution from these types of ionizing sources correlates with the specific star formation rate and with stellar masses of galaxies. The hot low-mass evolved stars are the principal gas ionization sources in massive galaxies with low specific star formation rate, while OB-stars dominate the gas ionization in low-mass galaxies with high specific star formation rate.

## Введение

Еще в середине прошлого века было подтверждено существование в дисковых галактиках диффузного слоя теплой ионизованной газовой среды (DIG — diffuse ionized gas) с

характерными электронными температурами порядка  $10^4$  К и электронными плотностями порядка  $0.1 \text{ см}^{-3}$ . Однако до сих пор плохо изучено, какой вклад дают различные источники в ионизацию диффузного газа на больших высотах (eDIG — extra-planar DIG). С одной стороны, согласно [1] и [2], для объяснения ионизации DIG и eDIG в галактиках с заметным звездообразованием хватает ионизирующего излучения от OB звезд в галактической плоскости. С другой стороны, согласно [1, 3–5], отношения интенсивностей запрещенных линий в отдельных галактиках требуют привлечения также горячих маломассивных прееволюционировавших звезд (HOLMES — hot, low-mass evolved stars). Ионизация ударными волнами также рассматривается в [6] как возможное объяснение излучения eDIG.

Целью данного исследования является продвижение в понимании происхождения и физики DIG на различных галактических высотах, в частности, выявление источников и изучение особенностей процесса ионизации DIG для галактик с различными звездными массами, светимостями в  $\text{H}\alpha$  и удельными темпами звездообразования.

## Методика

В представленной работе используются данные финального релиза DR17 [7] спектрального обзора MaNGA [8] проекта SDSS-IV [9] и [10]. Основное преимущество MaNGA состоит в том, что данный обзор предоставляет пространственно-разрешенную спектроскопическую картину. Ключевая особенность данного исследования заключается в том, что благодаря возможностям DR17 MaNGA используется крупная выборка 436 галактик, наблюдаемых точно с ребра. Это позволяет избежать эффектов проекции eDIG на области звездообразования в плоскости галактики. Отбор галактик для исследования проводится посредством просмотра композитных цветных изображений SDSS и DESI Legacy Surveys [11] для всех галактик MaNGA. Обращается внимание на наличие проекции пылевой полосы на центральную область галактики, что свидетельствует, согласно [12] и [13], о наклоне плоскости галактики к лучу зрения  $> 85^\circ$ . Затем для кандидатов в выборку просматриваются радиоизображения обзора VLASS [14] и предоставляемые обзором MaNGA карты излучения, эквивалентных ширин и скоростей в линии  $\text{H}\alpha$ , а также карты скоростей звезд.

С целью улучшения отношения сигнала к шуму вся итоговая выборка спектров разделяется на бины (приблизительно равные группы с близкими значениями определенных физических величин) по высотам над плоскостью галактик, звездным массам, светимостям в  $\text{H}\alpha$  и удельным темпам звездообразования и затем производится сложение всех спектров в одинаковых бинах. Так, благодаря большому числу галактик в выборке мы можем извлечь из данных интенсивности эмиссионных линий вплоть до экстремальных высот. Полученные интенсивности в линиях эмиссионного спектра газа сравниваются с результатами моделирования базы данных 3MdB для случаев фотоионизации OB-звездами и HOLMES [15], а также ионизации ударными волнами [16]. Сравнение производится с помощью трех диагностических BPT-диаграмм [17–19], позволяющих эффективно дифференцировать различные по своим физическим условиям области галактик [20, 21]; рассматривается, как различные по высоте над диском области галактик различных типов ложатся в рамках BPT-диаграмм на сетки фотоионизационных и ударных моделей.

## Результаты

Установлено, что для объяснения поведения DIG на любых высотах в галактиках любого типа достаточно только фотоионизационных моделей. Однако стоит отметить, что области на больших высотах в галактиках с большими звездными массами, или с высокими светимостями в  $\text{H}\alpha$ , или с низкими удельными темпами звездообразования ложатся на

пересечение фотоионизационных моделей с моделями ударной ионизации.

Заметим, что положение области на фотоионизационной сетке на ВРТ-диаграмме при фиксированной металличности определяется значением ионизационного параметра и жесткостью излучения, которая в данном случае зависит от соотношения между вкладом от ОБ-звезд и HOLMES в ионизацию газа. Так, проделывая процедуру интерполяции, находим, как отношение потоков от ОБ-звезд и HOLMES, а также ионизационный параметр меняются с высотой в различных галактиках согласно фотоионизационным моделям при пренебрежении возможным вкладом ударных волн [1].

## Обсуждение и заключение

С помощью диагностических диаграмм подтверждается, что качественная модель ионизации ОБ-звездами и HOLMES хорошо описывает наблюдаемое поведение DIG и  $\epsilon$ DIG в галактиках всех исследуемых типов. Тем не менее пока нельзя исключать возможный вклад ударных волн на больших высотах в галактиках с высокими звездными массами или с высокими светимостями в  $H\alpha$ , или с низкими удельными темпами звездообразования.

Благодаря процедуре интерполяции выясняется, что для галактик всех исследуемых типов поток излучения от ОБ-звезд и ионизационный параметр с высотой уменьшаются, а относительный вклад HOLMES в ионизацию увеличивается. При этом наибольшая разница вклада данных источников в ионизацию газовой среды наблюдается между галактиками с различными удельными темпами звездообразования и с различными звездными массами. Так, HOLMES являются основным источником ионизации DIG в галактиках с низким удельным темпом звездообразования (и с большими звездными массами), тогда как в галактиках с активным звездообразованием (и с меньшими звездными массами) ОБ-звезды являются определяющим фактором ионизации DIG.

Первые результаты данного исследования, полученные с помощью меньшей выборки из 239 галактик, наблюдаемых с ребра, на основе данных релиза DR16 [22] обзора SDSS-IV MaNGA, опубликованы в статье [23].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00080). Информация о гранте доступна по адресу: [rscf.ru/project/22-12-00080/](http://rscf.ru/project/22-12-00080/). В настоящей работе используются данные проекта SDSS-IV MaNGA, доступные по адресу: [www.sdss.org/dr17/data/\\_access/](http://www.sdss.org/dr17/data/_access/).

## Библиографические ссылки

- [1] *Flores-Fajardo N., Morisset C., Stasińska G., Binette L.* Ionization of the diffuse gas in galaxies: hot low-mass evolved stars at work // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 415, № 3. — P. 2182–2192. 1104.0525.
- [2] *Haffner L. M., Dettmar R. J., Beckman J. E. et al.* The warm ionized medium in spiral galaxies // *Reviews of Modern Physics.* — 2009. — Vol. 81, № 3. — P. 969–997. 0901.0941.
- [3] *Jones A., Kauffmann G., D’Souza R. et al.* SDSS IV MaNGA: Deep observations of extra-planar, diffuse ionized gas around late-type galaxies from stacked IFU spectra // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 599. — P. A141. 1612.03920.
- [4] *Zhang K., Yan R., Bundy K. et al.* SDSS-IV MaNGA: the impact of diffuse ionized gas on emission-line ratios, interpretation of diagnostic diagrams and gas metallicity measurements // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 466, № 3. — P. 3217–3243. 1612.02000.
- [5] *Belfiore F., Santoro F., Groves B. et al.* A tale of two DIGs: The relative role of H II regions and low-mass hot evolved stars in powering the diffuse ionized gas (DIG) in PHANGS-MUSE galaxies // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 659. — P. A26. 2111.14876.

- [6] *Collins J. A., Rand R. J.* Shocks as a Secondary Source of Ionization in Diffuse Ionized Gas Halos // Gas and Galaxy Evolution / ed. by John E. Hibbard, Michael Rupen, Jacqueline H. van Gorkom : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2001. — Vol. 240. — P. 392.
- [7] *Abdurro'uf, Accetta K., Aerts C. et al.* The Seventeenth Data Release of the Sloan Digital Sky Surveys: Complete Release of MaNGA, MaStar, and APOGEE-2 Data // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2022. — Vol. 259, № 2. — P. 35. 2112.02026.
- [8] *Bundy K., Bershady M. A., Law D. R. et al.* Overview of the SDSS-IV MaNGA Survey: Mapping nearby Galaxies at Apache Point Observatory // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 798, № 1. — P. 7. 1412.1482.
- [9] *Blanton M. R., Bershady M. A., Abolfathi B. et al.* Sloan Digital Sky Survey IV: Mapping the Milky Way, Nearby Galaxies, and the Distant Universe // *Astron. J.* — 2017. — Vol. 154, № 1. — P. 28. 1703.00052.
- [10] *York D. G., Adelman J., Anderson Jr., J. E. et al.* The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary // *Astron. J.* — 2000. — Vol. 120, № 3. — P. 1579–1587. astro-ph/0006396.
- [11] *Dey A., Schlegel D. J., Lang D. et al.* Overview of the DESI Legacy Imaging Surveys // *Astron. J.* — 2019. — Vol. 157, № 5. — P. 168. 1804.08657.
- [12] *Bizyaev D., Kajsins S.* The Stellar Disk Thickness of Low Surface Brightness Galaxies // *Astrophys. J.* — 2004. — Vol. 613, № 2. — P. 886–897. astro-ph/0406498.
- [13] *Mosenkov A. V., Sotnikova N. Ya., Reshetnikov V. P. et al.* Does the stellar disc flattening depend on the galaxy type? // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 451, № 3. — P. 2376–2389. 1505.03383.
- [14] *Lacy M., Baum S. A., Chandler C. J. et al.* The Karl G. Jansky Very Large Array Sky Survey (VLASS). Science Case and Survey Design // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 2020. — Vol. 132, № 1009. — P. 035001. 1907.01981.
- [15] *Morisset C., Delgado-Inglada G., Flores-Fajardo N.* A virtual observatory for photoionized nebulae: the Mexican Million Models database (3MdB) // *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* — 2015. — Vol. 51. — P. 103–120. 1412.5349.
- [16] *Alarie A., Morisset C.* Extensive Online Shock Model Database // *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* — 2019. — Vol. 55. — P. 377–394. 1908.08579.
- [17] *Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R.* Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects. // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 1981. — Vol. 93. — P. 5–19.
- [18] *Veilleux S., Osterbrock D. E.* Spectral Classification of Emission-Line Galaxies // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1987. — Vol. 63. — P. 295.
- [19] *Dopita M. A., Kewley L. J., Heisler C. A., Sutherland R. S.* A Theoretical Recalibration of the Extragalactic H II Region Sequence // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 542, № 1. — P. 224–234.
- [20] *Kewley L. J., Dopita M. A., Sutherland R. S. et al.* Theoretical Modeling of Starburst Galaxies // *Astrophys. J.* — 2001. — Vol. 556, № 1. — P. 121–140. astro-ph/0106324.
- [21] *Kauffmann G., Heckman T. M., Tremonti Ch. et al.* The host galaxies of active galactic nuclei // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2003. — Vol. 346, № 4. — P. 1055–1077. astro-ph/0304239.
- [22] *Ahumada R., Allende Prieto C., Almeida A. et al.* The 16th Data Release of the Sloan Digital Sky Surveys: First Release from the APOGEE-2 Southern Survey and Full Release of eBOSS Spectra // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2020. — Vol. 249, № 1. — P. 3. 1912.02905.
- [23] *Postnikova V. K., Bizyaev D.* SDSS-IV MaNGA: Ionization Sources of the Extra-planar Diffuse Ionized Gas // *Astronomy Letters.* — 2023. — Vol. 49, № 4. — P. 151–166. 2307.01544.

## МЕТАЛЛИЧНОСТЬ КРАСНЫХ ГИГАНТОВ В БЛИЗКИХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИКАХ

Д. Г. Пурытин<sup>1</sup>, Л. Н. Макарова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет,*

<sup>2</sup>*Специальная астрофизическая обсерватория РАН*

Галактики Локального Объема разрешимы на отдельные звезды, поэтому их население может быть изучено с помощью фотометрии. Это позволяет вычленить отдельные ветви на диаграмме цвет—величина и проанализировать их особенности. Известна зависимость между показателем цвета ветви красных гигантов и металличностью звездного вещества. В данной работе проведен статистический анализ показателей цвета ( $V - I$ ) для ветвей красных гигантов галактик Локального Объема Вселенной. Разработана программа и техника анализа, реализация которой будет выложена на Github. На основании определенных показателей цвета получены оценки металличности галактик выборки.

## METALLICITY OF THE RED GIANTS IN NEARBY DWARF GALAXIES

D. G. Purytin<sup>1</sup>, L. N. Makarova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Saint Petersburg State University,* <sup>2</sup>*Special Astrophysical Observarory*

For Local Volume galaxies individual stars can be observed, so their populations can be studied using photometry. This allows to isolate individual branches on the color—magnitude diagram and analyze their features. There is a known relationship between the color index of the red giant branch and the metallicity of stellar matter. In this work, a statistical analysis of color indices ( $V - I$ ) for the red giant branches of galaxies of the Local Volume of the Universe was carried out. A program and analysis technique have been developed, the implementation of which will be posted on GitHub. Based on certain color indices, estimates of the metallicity of the sample galaxies were obtained.

## Введение

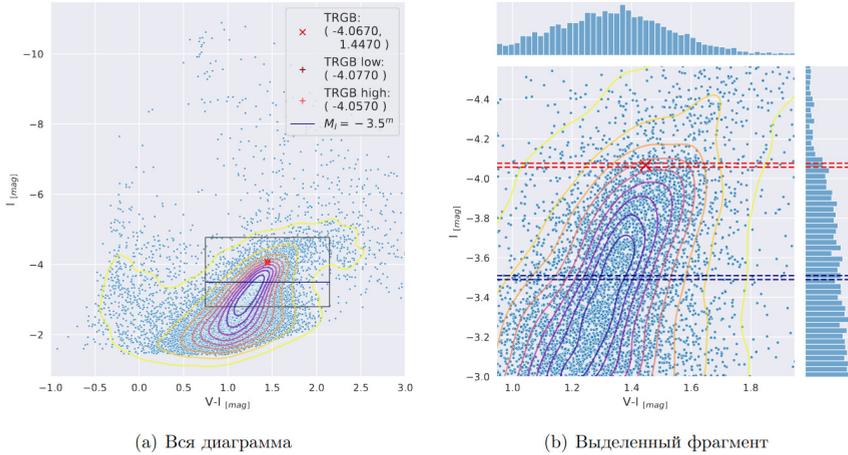
Космический телескоп Хаббл существенно расширил диапазон доступных для изучения данных. Глубокие диаграммы цвет—величина могут быть получены за относительно скромное время, предоставляя возможность увидеть вершину ветви красных гигантов (TRGB) — поздний этап эволюции звезд сравнительно малых масс. В конечной точке пути по ветви красных гигантов гелиевое ядро звезд переходит в вырожденное состояние, что приводит к быстрому падению их яркости. На диаграмме цвет—величина это проявляется скачкообразным разрывом функции светимости красных гигантов на уровне TRGB [1]. Абсолютная звездная величина этой вершины может быть использована как стандартная свеча, точность которой не уступает методу Цефеид, но диапазон применения значительно шире, позволяя измерять расстояния до большинства галактик в радиусе 10 Мпк за один пролет телескопа Хаббл.

Морфология ветви красных гигантов во многом определяется металличностью звездного вещества, а потому возможна и реконструкция — определение металличности по параметрам ветви. В работе [2] приводится зависимость показателя цвета ( $V - I$ ) красных

гигантов на уровне  $M_I = -3.5^m$  (то есть на  $0.3-0.4^m$  ниже TRGB), справедливая в диапазоне  $-2.2 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0.7$  dex:

$$[\text{Fe}/\text{H}] = -12.64 + 12.6 \cdot (V - I)_{(-3.5)} - 3.3 \cdot (V - I)_{(-3.5)}^2. \quad (1)$$

Пользуясь этим соотношением мы оценили значения металличности для галактик нашей выборки.



(a) Вся диаграмма

(b) Выделенный фрагмент

Рис. 1. Диаграмма цвет—величина для галактики ESO272-25 (pgc 52591). По оси абсцисс отложен показатель цвета  $(V - I)$ , по оси ординат — абсолютная звездная величина в фильтре I.

Слева красными крестами отмечены положение вершины ветви красных гигантов и доверительный интервал. Синий крест расположен на исследуемой нами высоте  $-3.5^m$ .

Отсутствие звезд в нижнем правом углу есть следствие фотометрического предела. Справа — гистограммы распределения звезд вдоль осей соответственно. На гистограмме справа можно заметить падение числа звезд на уровне TRGB и выше, что соответствует теории

## Данные

Использовалась база данных EDD (The Extragalactic Distance Database), разрабатываемая и используемая совместно лабораторией Внегалактической астрофизики и космологии CAO РАН и Института астрономии при Университете Гавайи. База данных хранится на сервере на Гавайях при Институте астрономии, публичный доступ осуществляется по ссылке <https://edd.ifa.hawaii.edu> [2].

Данные представляют собой результаты звездной фотометрии изображений, полученных на Космическом телескопе Хаббл с помощью инструментов Advanced Camera for Surveys (ACS), Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) и Wide Field Camera 3 (WFC3). Фотометрия проводилась с помощью пакета программ DOLPHOT [3]. В базе представлены результаты обработки 556 галактик, из которых только у 440 приводятся достоверные оценки положения TRGB на диаграмме цвет—звездная величина, полученные по методике, описанной в [4]. Именно эти галактики являются предметом нашего изучения.

## Описание методики

На первом шаге необходима корректировка фотометрических данных — перевод видимых звездных величин в абсолютные с учетом поглощения в межзвездной среде нашей Галактики. Для этого мы используем результаты вычислений из работы [5].

Пример диаграммы цвет—величина одной из галактик Локального Объема можно увидеть на рис. 1, а. Предмет нашего изучения — ветвь красных гигантов — показана крупным планом справа. Выделим все звезды, абсолютная звездная величина которых, с необходимым учетом ошибок, может быть равной  $-3.5^m$  (рис. 2). Для удобства ограничим эту область слева показателем цвета  $V - I = 0.6^m$  и справа  $V - I = 2.6^m$ , эти границы заведомо включают все звезды ветви красных гигантов.

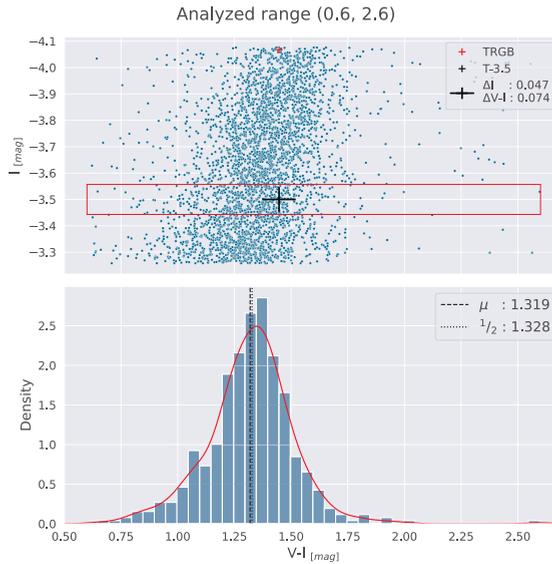


Рис. 2. Диаграмма цвет—величина и гистограмма звезд на выделенном уровне. Крест демонстрирует величины фотометрических ошибок ( $1\sigma$ ) вдоль осей. Выделенная красным область простирается по оси абсцисс от  $V - I = 0.6$  до  $2.6$ , по оси ординат содержит крест ошибок + погрешность определения TRGB. Звезды попавшие в эту область, мы используем для определения положения максимума плотности. Снизу приведены гистограмма их распределения, среднее и медиана

В качестве показателя цвета ветви мы используем то значение  $(V - I)$ , на котором плотность звезд максимальная. Положение такого максимума мы определяем методом Kernel Density Estimation [6], где в качестве ядра берем нормальное распределение со стандартным отклонением, равным фотометрической ошибке.

Положение максимума может быть очень чувствительно к малым смещениям отдельных звезд. Поэтому для уточнения результата проведем серию экспериментов методом Монте-Карло. Изменим цвета имеющихся звезд, сместив их случайным образом с нормальной ошибкой. Снова построим функцию плотности и найдем новый максимум. Проведя подобный эксперимент 1000 раз, получим набор значений максимумов плотности (рис. 3). Возьмем его среднее как оценку цвета и среднеквадратическое отклонение как погрешность. Остается подставить в формулу (1) и получить искомую оценку металличности.

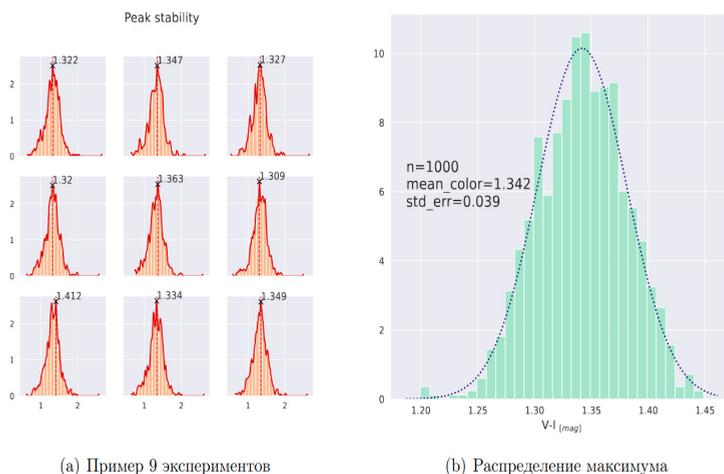


Рис. 3. Метод Монте-Карло. Слева — положения звезд были изменены случайным образом с нормально распределенными смещениями. Стандартное отклонение смещения равно фотометрической ошибке. В каждом эксперименте отмечен максимум плотности. Справа — результат 1000 экспериментов. Представлена гистограмма распределения максимума плотности. Результат  $V - I = 1.338^m$ ,  $\sigma = 0.041^m$

## Результаты вычислений и заключение

На данный момент частично обработаны наблюдения, проводившиеся на инструменте ACS. На основе этих данных достоверными можно назвать 127 результатов, еще 49 имеют изъяны. В основном это сильные помехи от фотометрического предела, но также недостаточное число звезд для точной аппроксимации или неоднозначность определения максимума.

Тем не менее стоит отметить, что изображения, полученные с ACS, составляют большую часть выборки. Из-за большого поля зрения и глубины фотометрического предела эти измерения стоит считать опорными.

Мы вычислили значения металличности красных гигантов для этих галактик, однако полный анализ выборки требует дальнейших усилий.

## Библиографические ссылки

- [1] *Lee M. G., Freedman W. L., Madore B. F.* The tip of the red giant branch as a distance indicator for resolved galaxies // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 417. — P. 553–559.
- [2] *Anand G. S., Rizzi L., Tully B. F. et al.* The Extragalactic Distance Database: The Color–Magnitude Diagrams/Tip of the Red Giant Branch Distance Catalog // *Astron. J.* — 2021. — Vol. 162. — P. 80.
- [3] *Dolphin A.* DOLPHOT: Stellar Photometry, Astrophysics Source Code Library // *Ascl.* — 2016.
- [4] *Makarov D. I., Makarova L. N., Rizzi L. et al.* Tip of The Red Giant Branch Distances. I. Optimization of a Maximum Likelihood Algorithm // *Astron. J.* — 2006. — Vol. 132. — P. 2729–2742.
- [5] *Schlafly E. F., Finkbeiner D. G.* Measuring Reddening With Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra And Recalibrating SFD // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 737. — P. 103.
- [6] *Scott D. W.* Multivariate Density Estimation : Theory, Practice, and Visualization. — New York, Chichester : John Wiley & Sons, 1992.

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ И УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ МЕТОДОМ ФИТИРОВАНИЯ

Д. А. Смирнов, В. Ф. Мельников

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Нижегородский  
государственный университет им. Н. И. Лобачевского*

В статье рассматриваются результаты восстановления параметров плазмы и ускоренных частиц во вспышечных петлях Солнца. Радиодиагностика осуществлялась методом, основанным на подгонке теоретически рассчитываемых спектров к наблюдаемым. Проанализировано две солнечных вспышки, зарегистрированные Сибирским радиогелиографом. Для одной из вспышек обнаружено постепенное увеличение магнитного поля в течение вспышечного процесса.

## RESTORATION OF PLASMA AND ACCELERATED PARTICLE PARAMETERS IN SOLAR FLARES BY FITTING METHOD

D. A. Smirnov, V. F. Melnikov

*Main (Pulkovo) Astronomical Observatory of the RAS,  
National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod*

The paper discusses the results of the reconstruction of plasma and accelerated particle parameters in solar flare loops. Radio diagnostics was carried out by the method based on fitting theoretically calculated spectra to the observed ones. Two solar flares detected by Siberian Radioheliograph have been analyzed. For one of the flares, a gradual increase in the magnetic field was detected during the flare process.

## Введение

Недавно проведенное исследование, основанное на микроволновой радиодиагностике лимбовой солнечной вспышки 06.09.2017 [1], выявило неожиданно большую скорость уменьшения магнитного поля ( $\sim 5$  Гс/с в течение 2 мин). Авторы сделали заключение о высокой скорости диссипации магнитной энергии, способной привести к возникновению супердрайсеровского электрического поля и к очень эффективному нагреву плазмы и ускорению частиц. Этот интересный результат требует как тщательной проверки примененного метода диагностики, так и выяснения физической причины столь быстрой диссипации магнитного поля. Необходимы наблюдения и соответствующая диагностика для других вспышек. Недавно пущенный в строй Сибирский радиогелиограф представляет для этого хорошие возможности.

В данной работе описывается разработанный и примененный на практике метод восстановления параметров плазмы и ускоренных частиц во вспышечных петлях Солнца. Для проведения радиодиагностики было отобрано два вспышечных события, произошедших 18 марта 2023 г. и 20 января 2022 г.

## Методика восстановления параметров

Проведение радиодиагностики осуществлялось путем прямой подгонки рассчитанных значений интенсивностей гиротронного излучения к наблюдаемым значениям на наборе частот, на которых ведутся наблюдения на Сибирском радиогелиографе. Параметры среды внутри радиоисточника варьировались по определенному алгоритму, описанному в работе [2].

Математически задачу можно описать как минимизацию функционала, записываемого следующим образом (1):

$$\sum_{i=1}^n |(I_L^i(x_1, x_2, \dots, x_n) + I_R^i(x_1, x_2, \dots, x_n) * 1j) - (I_{L_{obs}}^i + I_{R_{obs}}^i * 1j)|, \quad (1)$$

где  $I_L$  и  $I_R$  — интенсивность левополяризованного и правополяризованного теоретически рассчитываемого излучения;  $I_{L_{obs}}$  и  $I_{R_{obs}}$  — интенсивность левополяризованного и правополяризованного наблюдаемого в источнике излучения;  $(x_1, x_2, \dots, x_n)$  — значения параметров среды внутри радиоисточника.

На практике форма этого многомерного функционала довольно сложна, и минимизировать его стандартными подходами не представляется возможным, поэтому использовался генетический метод минимизации [2].

## Вспышечное событие 18 марта 2023 г. (NOAA 13256)

Вспышка, произошедшая 18 марта 2023 г. в восточной части солнечного лимба, имеет рентгеновский класс мощности C9.4. Она была зарегистрирована на Сибирском радиогелиографе в двух диапазонах частот: 3–6 и 6–12 ГГц. Временные профили интегральной плотности потока радиоизлучения вспышки в диапазоне 6–12 ГГц показаны на рис. 1.

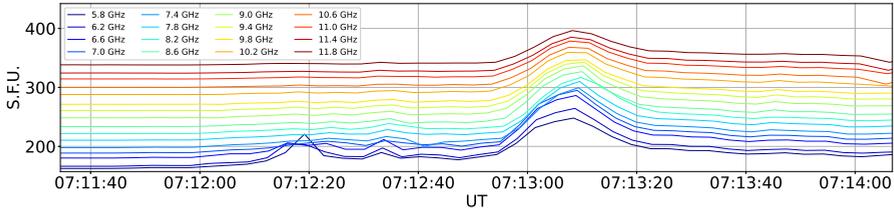


Рис. 1. Временные профили интегральной плотности потока излучения от первой вспышки

Так как данная вспышка является очень короткой (время всплеска сопоставимо по времени с циклом опроса антенных приемников, составляющим 3.2 с, рис. 1), было принято решение усреднить частотный спектр за 10 с — с 07:13:06 до 07:13:16 UT.

Для восстановления были выбраны следующие параметры: температура плазмы  $T$ , концентрация тепловых электронов  $n_0$  и нетепловых электронов  $n_b$ , напряженность магнитного поля  $B$ , угол между направлением магнитного поля и лучом зрения  $\theta$ , показатель энергетического спектра  $\delta_1$  в одностепенных распределениях электронов  $N(E) = AE^{-\delta_1}$ .

В ходе проведения радиодиагностики (рис. 2) были восстановлены следующие параметры плазмы:  $T = 1.9 \cdot 10^6$  K,  $n_0 = 1.2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $n_b = 4.5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $B = 131.2$  Гс,  $\theta = 122.3^\circ$ ,  $\delta_1 = 6.5$ .

Анализ полученных результатов производился методом относительного сдвига: меняя один параметр и оставляя другие неизменными, оценивался вклад конкретного параметра

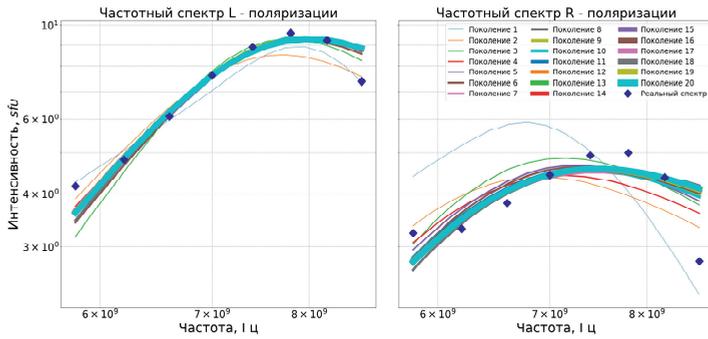


Рис. 2. Процесс восстановления спектров вспышки 18 марта 2023 г. по поколениям

в изменение спектра. Если вклад вариаций избранного параметра был очень мал, считалось, что точность его определения также мала. На основе полученных результатов делался вывод о точности восстановления параметров, а также о природе наблюдаемого излучения. Анализ показал, что в данном источнике гиросинхротронный механизм генерации излучения преобладает над тормозным, а все шесть параметров были восстановлены с достаточной точностью, определяемой точностью измерений самого частотного спектра, полученного из данных наблюдений Сибирского радиогелиографа.

## Вспышечное событие 20 января 2022 г. (NOAA 12929)

Вспышечное событие, произошедшее 20 января 2022 г. в западной части солнечного лимба, имеет рентгеновский класс мощности M5.5. Данная вспышка была зарегистрирована на Сибирском радиогелиографе только в диапазоне частот 6–12 ГГц. Продолжительность вспышки составляет около 20 мин. Временные профили интегральной плотности потока радиоизлучения вспышки в диапазоне 6–12 ГГц показаны на рис. 3.

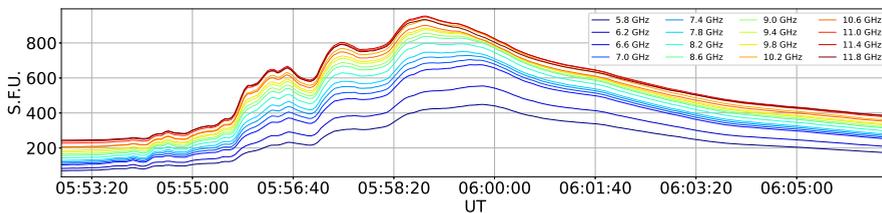


Рис. 3. Временные профили интенсивности излучения второй вспышки в диапазоне 6–12 ГГц

Как видно из рис. 3, на временном профиле можно выделить два максимума на разных частотах: один из них наблюдается в районе 05:58:45 UT, второй в 05:59:45 UT. Именно для этих моментов времени и проводилась радиодиагностика. Помимо этого были выбраны моменты времени на фазе роста плотности потока энергии — в 05:58:00 UT, а также на фазе спада — в 06:00:45 и 06:02:00. Таким образом, было осуществлено восстановление динамики параметров плазмы и ускоренных частиц для 5 моментов времени.

Анализ влияния восстановленных параметров на спектр производился аналогично предыдущей вспышке, методом относительного сдвига, и показал, что с достаточной точностью было восстановлено лишь три параметра:  $B$ ,  $\theta$ ,  $\delta_1$ . Результаты радиодиагностики представлены в виде таблицы (см. таблицу), а восстановленные значения  $B$  и  $\delta_1$  были проинтерполированы кубическими сплайнами (рис. 4).

| Время       | $B$ , Гс | $\theta$ , град | $\delta_1$ |
|-------------|----------|-----------------|------------|
| 05:58:00 UT | 535      | 155             | 5.07       |
| 05:58:45 UT | 537      | 120             | 4.81       |
| 05:59:45 UT | 753      | 132             | 4.76       |
| 06:00:45 UT | 877      | 138             | 4.99       |
| 06:02:00 UT | 1035     | 117             | 5.4        |

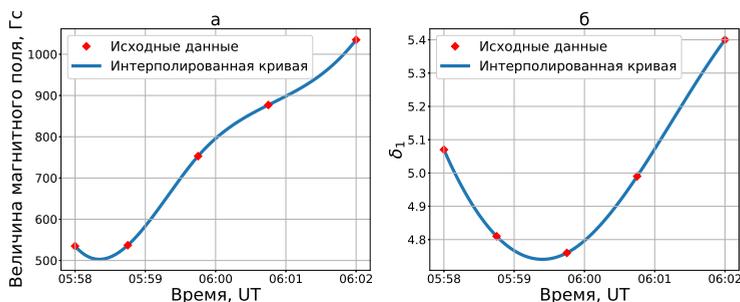


Рис. 4. Интерполяция восстановленных значений магнитного поля  $B$  (а) и параметра  $\delta_1$  (б) кубическими сплайнами

## Заключение

Поведение параметра  $\delta_1$  в ходе вспышки 20 января 2022 г. согласуется с наблюдениями аналогичных событий в жестком рентгеновском диапазоне, однако рост магнитного поля в ходе вспышечного процесса обнаружен впервые. Напряженность поля систематически увеличивалась и за 3 мин выросла с 535 до 1035 Гс, причем наибольший рост оказался на фазе спада вспышечного процесса. Оценка скорости изменения ( $\sim 3$  Гс/с) сравнима с той, что была получена в работе [1], но имеет обратный знак. Однако нет полной уверенности в надежности полученных оценок, поскольку спектральные калибровки на СРГ еще находятся в стадии отладки. В настоящее время результаты рассматриваются как предварительные. Данный метод радиодиагностики также находится в стадии тестирования и будет совершенствоваться по мере накопления опыта диагностики разных вспышек.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00308.

## Библиографические ссылки

- [1] *Fleishman G. D. et al.* Decay of the coronal magnetic field can release sufficient energy to power a solar flare // *Science*. — 2020. — Vol. 367. — P. 278–280.
- [2] *Смирнов Д. А., Моргачев А. С., Мельников В. Ф.* Развитие метода автоматизированной радиодиагностики динамики магнитного поля во вспышечных петлях Солнца для применения к многочастотным наблюдениям : тр. XXVI науч. конф. по радиофизике, посв. 120-летию М. Т. Грековой (Нижний Новгород, 12–27 мая 2022 г.). — Нижний Новгород : ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 2022. — С. 183–186.

**ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЯДРАХ L1287 и G268.42-0.85,  
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПРИ ПОМОЩИ УСКОРЕННОГО ИНТЕРПОЛЯЦИЕЙ  
МЕТОДА МАРКОВСКИХ ЦЕПЕЙ МОНТЕ-КАРЛО**

**Д. А. Сорокин<sup>1,2</sup>, П. М. Землянуха<sup>1</sup>, Л. Е. Пирогов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики  
им. А. В. Гапонова-Грехова, <sup>2</sup>Национальный исследовательский Нижегородский  
государственный университет им. Н. И. Лобачевского*

Эффективным методом изучения распределения физических параметров протозвездных плотных ядер является вписывание модельных спектральных карт в наблюдаемые для оценки оптимальных параметров физической модели с помощью методов статистического анализа. Использование таких методов требует значительных затрат времени на вычисления. Был предложен и разработан алгоритм ускорения метода марковских цепей Монте-Карло с помощью интерполяции рассчитанных ранее модельных спектральных карт. Алгоритм был успешно применен к исследованию распределений физических параметров протозвездных ядер L1287 и G268.42-0.85. Результаты согласуются с полученными ранее. Алгоритм позволил ускорить необходимые расчеты в  $\sim 1000$  раз.

**PHYSICAL CONDITIONS IN THE L1287 AND G268.42-0.85 CORES  
ESTIMATED USING THE INTERPOLATION-ACCELERATED MARKOV  
CHAIN MONTE CARLO METHOD**

**D. A. Sorokin<sup>1,2</sup>, P. M. Zemlyanukha<sup>1</sup>, L. E. Pirogov<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*A. V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,  
<sup>2</sup>National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod*

An effective method for studying the distribution of physical parameters of protostellar dense cores is to fit model spectral maps into observed ones to estimate the optimal parameters of the physical model using statistical analysis methods. The use of such methods requires significant computational time. An acceleration algorithm for the Markov chain Monte Carlo method was proposed and developed using interpolation of previously calculated model spectral maps. The algorithm is successfully applied to the estimate the physical parameters distributions in L1287 and G268.42-0.85 protostellar cores. The results are consistent with those obtained previously. The algorithm made it possible to speed up calculations by  $\sim 1000$  times.

## Введение

Исследование спектральных линий плотных ядер протозвездных облаков дает информацию об их строении и кинематике и позволяет получить представления об условиях процессов звездообразования на ранних стадиях, что особенно необходимо в разработке теории образования звезд в скоплениях и массивных звезд. Радиальные распределения физических параметров ядер (плотность газа, распределение скоростей и т. д.) можно восстановить при помощи вписывания модельных спектральных карт в наблюдаемые. Для оценки параметров модели и их доверительных диапазонов требуется расчет выборки большого размера.

В общем случае объем необходимых расчетов экспоненциально растет с ростом числа свободных параметров модели, что делает практически невозможным исследование объектов в рамках сложных моделей и с большим количеством свободных параметров.

Для решения такой проблемы предложен алгоритм, основанный на использовании метода марковских цепей Монте-Карло (МЦМК) [1], ускоренного интерполяцией модельных спектральных карт с помощью метода  $k$  ближайших соседей ( $kBC$ ).

## Алгоритм

1. Сгенерировать первичную выборку модельных спектральных карт  $D$ .
2. Оценить оптимальное число  $k$  ближайших соседей для интерполяции, оценить точность интерполяции прямым расчетом коэффициента детерминации  $R^2$  для некоторой тестовой выборки модельных спектральных карт.
3. Рассчитать расстояния между модельными реализациями в пространстве параметров модели  $\Theta$  для использования в априорном распределении. Априорное распределение центрировано на области в  $\Theta$  с наибольшей плотностью заполнения модельными реализациями, где предположительно находится минимум  $\chi^2$ :

$$\pi(\theta) \propto \exp\left(-\frac{\langle \delta r(\theta, \theta_1, \theta_2, \dots) \rangle_k^2}{4\sigma(\delta r_D)^2}\right), \quad (1)$$

где  $\theta$  — вектор в пространстве параметров модели;  $\sigma(\delta r_D)$  — среднее квадратичное отклонение по ансамблю расстояний  $\langle \delta r(\theta, \theta_1, \theta_2, \dots) \rangle_k$  между  $k$  реализациями из  $D$  в пространстве параметров.

4. Интерполировать модельные спектральные карты из  $D$  в процессе генерации новых семплов с помощью метода МЦМК для вычисления апостериорного распределения  $\mathcal{P}(\theta)$  до установления конечного времени автокорреляции марковского процесса семплирования [1].
5. Оценить значения параметров и их доверительные интервалы.
6. Дополнить  $D$  результатами прямых расчетов для параметров внутри доверительных интервалов, повторять процедуры, начиная с (3), пока коэффициент детерминации  $R^2$ , рассчитанный для тестовой выборки модельных карт, не достигнет максимума.

## Параметризация модели

Исследуемые ядра анализировались с помощью модели сферически симметричных слов с заданными радиальными распределениями параметров:

$$v_{sys} = \frac{v_{sys0}}{1 + \left(\frac{r}{R_0}\right)^{\alpha_{v_{sys}}}}, \quad v_{turb} = \frac{v_{turb0}}{1 + \left(\frac{r}{R_0}\right)^{\alpha_{v_{turb}}}}, \quad n = \frac{n_0}{1 + \left(\frac{r}{R_0}\right)^{\alpha_n}}, \quad (2)$$

где свободными параметрами являются  $v_{sys0}$  — систематическая скорость (скорость сжатия ядра);  $v_{turb0}$  — турбулентная скорость;  $n_0$  — концентрация молекулярного газа, удвоенная на границе первого слоя  $R_0$ , а также  $\alpha_{v_{sys}}$ ,  $\alpha_{v_{turb}}$ ,  $\alpha_n$  — индексы радиального спада. Также в качестве свободных параметров взяты максимальный радиус ядра  $R_{max}$ , скорость в локальной системе покоя  $v_{lsr}$ , распространенности  $X(\text{HCO}^+)$  и  $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+)$ . Профиль кинетической температуры фиксирован и принят как  $T_k = \frac{80\text{K}}{1 + \left(\frac{r}{R_0}\right)^{0.3}}$ .

# Результаты

Описанный алгоритм был применен к анализу структуры и кинематики протозвездных ядер L1287 и G268-0.85. Для интерполяции использовались модельные спектральные карты объектов в линиях переходов молекул  $\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0)$  и  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1 \rightarrow 0)$ . Полученные значения параметров и доверительные диапазоны приведены в табл. 1, также приведены для сравнения значения, полученные в предыдущих работах. Процедура дополнения первичной выборки  $D$  результатами прямых расчетов производилась несколько раз. Алгоритм реализован в виде кода на языке Python с использованием пакетов SCIKIT-LEARN [2] и EMCEE [3]. Модельные спектральные карты в линиях  $\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0)$  приведены на рис. 1.

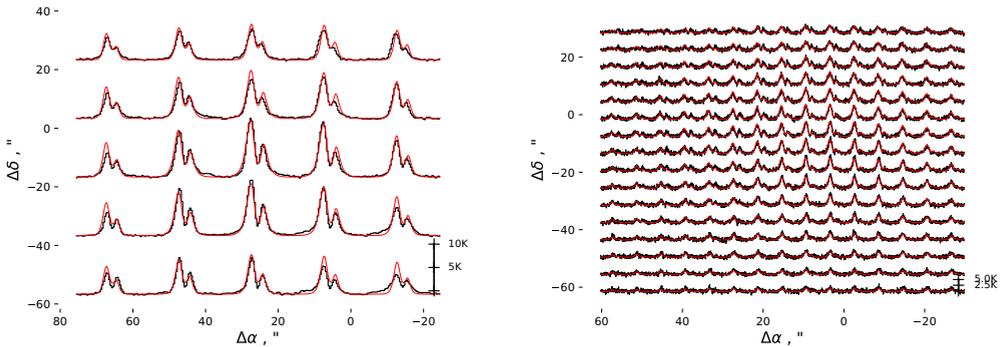


Рис. 1. Наблюдаемые карты ядер L1287 (слева) и G268.42-0.85 (справа) в линии  $\text{HCO}^+(1 \rightarrow 0)$  (черные) и модельные карты для полученных параметров (табл. 1) (красные)

Таблица 1. Значения физических параметров

| Параметр                                | L1287                  |                       | G268.42-0.85           |                      |
|---|------------------------|-----------------------|------------------------|----------------------|
|   | Значение               | Значение [4]          | Значение               | Значение [5]         |
| $n_0(\text{cm}^{-3}), 10^7$             | $10.2^{+11.5}_{-6.2}$  | $2.6^{+1.7}_{-1.3}$   | $12^{+5.25}_{-10.45}$  | $5.5^{+8.0}_{-4.3}$  |
| $\alpha_n$                              | $1.89^{+0.2}_{-0.2}$   | $1.7^{+0.1}_{-0.3}$   | $1.9^{+0.12}_{-0.62}$  | $1.6^{+0.2}_{-0.2}$  |
| $V_{turb}$ (km/s)                       | $8.31^{+1.3}_{-1.4}$   | $5.6^{+0.7}_{-1.4}$   | $7.3^{+2.1}_{-2.9}$    | $6.7^{+1.4}_{-2.3}$  |
| $\alpha_{turb}$                         | $0.5^{+0.1}_{-0.1}$    | $0.44^{0.05}_{-0.13}$ | $0.25^{+0.24}_{-0.46}$ | $0.2^{+0.1}_{-0.1}$  |
| $V_{sys}$ (km/s)                        | $-1.4^{+1}_{-1.1}$     | $-0.66^{+0.2}_{-0.2}$ | $-1.37^{+2.2}_{-2.2}$  | $-1.2^{+0.2}_{-0.5}$ |
| $\alpha_{sys}$                          | $0.23^{+0.3}_{-0.4}$   | $0.1^{+0.1}_{-0.1}$   | $-0.1^{+0.5}_{-0.5}$   | $-0.5^{+0.3}_{-0.2}$ |
| $R_{max}$ (pc)                          | $0.93^{+0.3}_{-0.2}$   | $0.8^{+0.2}_{-0.25}$  | $7.3^{+22.5}_{-4.21}$  | $4.6^{+2.1}_{-3.2}$  |
| $X(\text{HCO}^+), 10^{-10}$             | $0.67^{0.3}_{0.25}$    | $1.0^{+0.5}_{-0.4}$   | $1.9^{+27.5}_{-1.2}$   | $1.5^{+3.3}_{-0.5}$  |
| $X(\text{H}^{13}\text{CO}^+), 10^{-11}$ | $2.8^{3.1}_{-1.8}$     | $3.7^{+2.4}_{-2.0}$   | $2.61^{+10.45}_{-}$    | $1.0^{0.3}_{-0.2}$   |
| $V_{lsr}$ (km/s)                        | $-17.41^{+0.1}_{-0.1}$ | –                     | $3.16^{+1.27}_{-0.66}$ | –                    |

## Обсуждение

Использование интерполяции позволило ускорить вычисления, необходимые для использования метода МЦМК, примерно в 1000 раз (5 с на результат прямых расчетов одной спектральной карты против 5 мс). Оценки для L1287 согласуются с полученными в [4] за

исключением величины турбулентной скорости. Оценки турбулентной скорости и скорости сжатия в центральном слое менее точны, чем в работе [4], в которой анализировались карты в четырех молекулярных линиях. Оцененные параметры для G268.42-0.85 хорошо согласуются с результатами в работе [5], однако определение нижней границы доверительного интервала на распространенность  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  ввиду недостатка наблюдательных данных и методических особенностей на данный момент затруднено.

Полученные результаты были сравнены со значениями, полученными при помощи алгоритма, основанного на использовании метода главных компонент [4, 5]. Прямое сравнение с результатами, получаемыми при помощи метода марковских цепей Монте-Карло без интерполяции затруднено ввиду высокой вычислительной сложности задачи (прямой расчет  $10^6$  модельных реализаций требует около 50 суток, однако расчета такого числа модельных реализаций для сходимости метода МЦМК может быть недостаточно).

Точность определения индекса спада скорости сжатия  $\alpha_{sys}$  для обоих ядер на данном этапе недостаточна для сравнения с теоретически предсказанными значениями. Поскольку алгоритм применялся для исследования объектов по данным наблюдений в двух молекулярных линиях, были получены широкие доверительные диапазоны. Включение большего количества спектральных линий может дать более точные результаты.

## Заключение

Разработан алгоритм ускорения метода марковских цепей Монте-Карло интерполяцией модельных спектральных карт с помощью метода  $k$  ближайших соседей. В результате применения алгоритма получены оценки физических параметров протозвездных ядер L1287 и G268.42-0.85. Результаты согласуются с полученными ранее.

Использование интерполяции позволило многократно сократить время, затрачиваемое на расчеты для использования метода марковских цепей Монте-Карло, ошибку интерполяции можно контролировать результатами прямых расчетов. На данный момент точность оценок ограничена как наблюдательными данными, так и методическими особенностями. Предметом будущих работ будет являться повышение точности оценок как за счет анализа большего количества линий, так и за счет совершенствования алгоритма.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 23-22-00139 «Исследование структуры и кинематики массивных плотных ядер с помощью методов машинного обучения».

## Библиографические ссылки

- [1] *Speagle J. S.* A Conceptual Introduction to Markov Chain Monte Carlo Methods // arXiv e-prints. — 2019. — P. arXiv:1909.12313. 1909.12313.
- [2] *Pedregosa F., Varoquaux G., Gramfort A. et al.* Scikit-learn: Machine Learning in Python // Journal of Machine Learning Research. — 2011. — Vol. 12. — P. 2825–2830.
- [3] *Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J.* emcee: The MCMC Hammer // Publ. Astron. Soc. Pac. — 2013. — Vol. 125, № 925. — P. 306. 1202.3665.
- [4] *Pirogov L. E., Zemlyanukha P. M.* Principal Component Analysis for Estimating Parameters of the L1287 Dense Core by Fitting Model Spectral Maps into Observed Ones // Astronomy Reports. — 2021. — Vol. 65, № 2. — P. 82–94. 2101.08219.
- [5] *Пирогов Л. Е., Землянуха П. М., Домбек Е. М., Воронков М. А.* Физические свойства и кинематика плотных ядер, связанных с областями образования массивных звезд южного неба // Астрон. журн. — 2023 (в печати).

## ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО СОСТАВА ОБЛАСТИ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД S255IR

П. А. Танатова<sup>1</sup>, С. В. Салий<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, <sup>2</sup>Астрономическая обсерватория УрФУ

В работе представлены результаты обработки наблюдений области образования массивных звезд S255IR. Мы идентифицировали линии молекул SO, <sup>33</sup>SO, SO<sub>2</sub>, SiO, CO, <sup>13</sup>CO, C<sup>18</sup>O, CH<sub>3</sub>OH, CH<sub>3</sub>CN, CH<sub>3</sub>OCH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>CHO, H<sub>2</sub>CS, HCOOH, HC<sup>15</sup>N, HC<sub>3</sub>N, OCS, NS, CCH, HCCO, HNCO. Эти молекулы являются индикаторами горячих ядер и истечений, исходя из этого мы делаем вывод о высоких температурах и плотностях в этом объекте.

## STUDY OF THE MOLECULAR COMPOSITION OF THE HIGH MASS PROTOSTELLAR OBJECT S255IR

P. A. Tanatova<sup>1</sup>, S. V. Salii<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ural Federal University, <sup>2</sup>Astronomical observatory UFU

The paper presents the results of processing observations of the formation region of massive stars S255IR. We identified the molecular lines SO, <sup>33</sup>SO, SO<sub>2</sub>, SiO, CO, <sup>13</sup>CO, C<sup>18</sup>O, CH<sub>3</sub>OH, CH<sub>3</sub>CN, CH<sub>3</sub>OCH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>CHO, H<sub>2</sub>CS, HCOOH, HC<sup>15</sup>N, HC<sub>3</sub>N, OCS, NS, CCH, HCCO, HNCO. These molecules are indicators of hot nuclei and outflows, from which we infer high temperatures and densities in this region.

## Введение

Молекулярный состав областей звездообразования является признанным инструментом исследования температур, плотностей и кинематических свойств этих объектов. Различные молекулы служат индикаторами физических процессов, происходящих в системе. Обычно горячие ядра идентифицируются по наблюдениям спектральных линий, соответствующих вращательным переходам сложных (содержащих шесть и более атомов) органических молекул, например, молекул метанола (CH<sub>3</sub>OH) и ацетонитрила (CH<sub>3</sub>CN). В плотных ядрах наблюдают линии молекул с высоким дипольным моментом, например, моносульфид углерода (CS). О присутствии истечений делают вывод по регистрации в спектрах таких молекул, обилие которых связано с разрушением мантий пылевых частиц, например, монооксид кремния (SiO), оксид серы (SO) и CH<sub>3</sub>OH.

Объект S255IR — это активно исследуемая область образования массивных звезд, удаленная на  $1.78_{-0.11}^{+0.12}$  кпк [1]. В S255IR наблюдались мазеры H<sub>2</sub>O и CH<sub>3</sub>OH класса II, а также истечения, из чего был сделан вывод о присутствии в нем молодых массивных звездных объектов (см, например, [1–3]). Согласно [2] и ссылкам в ней излучение, соответствующее объекту, наблюдается на скоростях от  $\sim 2$  до  $\sim 8$  км/с, при этом системная скорость составляет около 5 км/с.

Цель нашей работы — исследовать молекулярный состав области S255IR и выделить молекулы — индикаторы горячих ядер, плотных ядер и истечений.

## Наблюдения

Наблюдения объекта S255IR были проведены в январе 2019 г. на телескопе IRAM 30 м с помощью приемника EMIR в четырех диапазонах частот: 326.7–330.7, 329.5–334.5, 342.4–346.4 и 346.1–350.2 ГГц. На этих частотах размер диаграммы направленности и спектральное разрешение составляют  $7.5''$  и  $\sim 1.4$  км/с соответственно. Фазовый центр:  $\alpha_{2000} = 06^h 12^m 54.015^s$   $\delta_{2000} = 17^\circ 59' 23.05''$ . Более подробно о наблюдениях можно прочитать в статье [2].

## Результаты и обсуждение

В результате в рассмотренных диапазонах частот мы отождествили спектральные линии 20 молекул и изотопологов от двухатомных (CO, например) до сложной девятиатомной молекулы  $\text{CH}_3\text{OCH}_3$ . Для отождествления частоты переходов брались из каталога splatalogue<sup>1</sup>. Рассматривались только переходы с энергиями до 1000 К согласно [2].

Работа со спектрами проводилась в программе CLASS из пакета GILDAS (<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>). Примеры наиболее ярких из зарегистрированных линий разных молекул представлены на рисунке, параметры этих линий — в таблице.

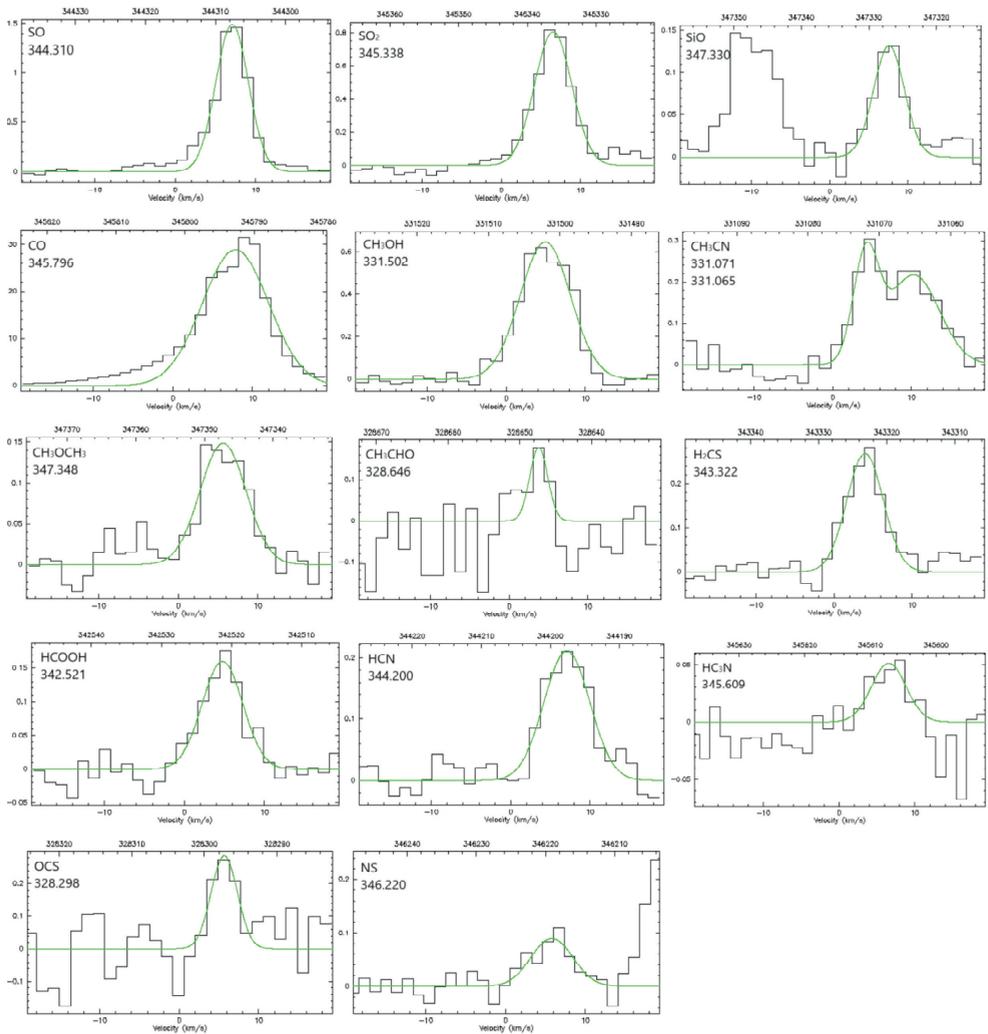
Результаты приближения наиболее ярких линий молекул в S255IR

| Молекулы                         | Частота,<br>ГГц | Переход            | $V_{lsr}$ ,<br>км/с | FWHM,<br>км/с | $\int T\Delta V$ ,<br>К·км/с | $E_{up}$ ,<br>К |
|----------------------------------|-----------------|--------------------|---------------------|---------------|------------------------------|-----------------|
| CO                               | 344.310         | 3 – 2              | $7.9 \pm 0.2$       | $9.8 \pm 0.5$ | $302.2 \pm 11.6$             | 16.6            |
| SiO                              | 347.330         | 8 – 7              | $7.6 \pm 0.8$       | $4.6 \pm 2.1$ | $0.6 \pm 0.2$                | 75.0            |
| SO                               | 344.310         | $8_8 - 7_7$        | $7.1 \pm 0.1$       | $4.8 \pm 0.1$ | $7.6 \pm 0.2$                | 87.5            |
| SO <sub>2</sub>                  | 345.338         | $13_2 - 12_1$      | $6.5 \pm 0.1$       | $5.5 \pm 0.3$ | $4.7 \pm 0.2$                | 92.9            |
| NS                               | 346.220         | $15_2 - 13_2$      | $5.9 \pm 1.9$       | $6.2 \pm 4.4$ | $0.6 \pm 0.4$                | 54.3            |
| CCH                              | 349.337         | 4 – 5              | $7.1 \pm 0.1$       | $4.1 \pm 0.1$ | $6.8 \pm 0.2$                | 41.9            |
| OCS                              | 328.298         | 27 – 26            | $5.7 \pm 0.4$       | $3.8 \pm 1.0$ | $1.2 \pm 0.3$                | 220.6           |
| HC <sup>15</sup> N               | 344.200         | 4 – 3              | $7.1 \pm 0.2$       | $6.8 \pm 0.6$ | $1.5 \pm 0.1$                | 41.3            |
| HCCO                             | 346.525         | $11_1 - 11_0$      | $4.7 \pm 0.1$       | $4.8 \pm 0.1$ | $10.9 \pm 0.1$               | 141.4           |
| HNCO                             | 330.848         | $15_1 - 14_1$      | $6.5 \pm 0.5$       | $7.6 \pm 1.5$ | $1.3 \pm 0.2$                | 170.3           |
| H <sub>2</sub> CS                | 343.322         | $10_2 - 9_2$       | $4.0 \pm 0.2$       | $5.5 \pm 0.4$ | $1.6 \pm 0.1$                | 126.8           |
| HCOOH                            | 342.521         | $16_1 - 15_1$      | $4.7 \pm 0.2$       | $5.9 \pm 0.6$ | $1.0 \pm 0.1$                | 143.6           |
| HC <sub>3</sub> N                | 345.609         | 38 – 37            | $6.6 \pm 0.9$       | $5.4 \pm 1.6$ | $0.3 \pm 0.1$                | 323.5           |
| CH <sub>3</sub> OH               | 331.502         | $11_1 - 11_0$      | $5.0 \pm 0.1$       | $7.8 \pm 0.4$ | $5.3 \pm 0.2$                | 169.0           |
| CH <sub>3</sub> CN               | 331.071         | $18_0 - 17_0$      | $6.7 \pm 0.7$       | $9.3 \pm 1.5$ | $2.5 \pm 0.3$                | 150.9           |
| CH <sub>3</sub> CHO              | 347.348         | $17_{-3} - 6_{-3}$ | $3.7 \pm 0.8$       | $2.7 \pm 1.5$ | $0.5 \pm 0.2$                | 368.6           |
| CH <sub>3</sub> OCH <sub>3</sub> | 347.348         | $37_7 - 37_6$      | $5.6 \pm 0.3$       | $6.8 \pm 0.7$ | $1.1 \pm 0.1$                | 710.4           |

Среди отождествленных молекул присутствуют как молекулы — индикаторы горячих ядер ( $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{OCH}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{CHO}$ ,  $\text{HCOOH}$ ), так и молекулы — индикаторы истечений ( $\text{SiO}$ ,  $\text{SO}$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{HC}^{15}\text{N}$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$ ) и плотных ядер ( $\text{OCS}$ ,  $\text{H}_2\text{CS}$ ) [4], что хорошо согласуется с результатами других авторов: о присутствии истечений в данном объекте сообщается в работе [3] и определенная в работе [2] температура молекулярного газа в S255IR, 220 К, соответствует температуре горячего ядра.

Схожие молекулярные составы наблюдались и в других областях образования массивных звезд, например, G35.20-0.74N и G35.03+0.35 [5]. Эти объекты также отличаются высокой температурой (160–300 К) и наличием истечений.

<sup>1</sup><https://splatalogue.online/advanced.php>



Примеры гауссового приближения (зеленая линия) наиболее ярких из зарегистрированных молекулярных линий. По вертикальной оси — антенные температуры (К), по горизонтальной — лучевые скорости (км/с) (снизу), соответствующие частоты (МГц) (сверху). В правом верхнем углу каждого из спектров приведены название молекулы и частота (ГГц)

Примечательно, что молекулы — индикаторы истечений — зарегистрированы на скоростях  $\sim 7.4$  км/с, тогда как скорости молекул — индикаторов горячих ядер и плотных ядер — меньше и близки к системной скорости  $\sim 5$  км/с. Возможно, излучение молекул, наблюдаемое на разных скоростях, возбуждается в разных объектах. Например, согласно работе [6] излучение объекта S255IR-SMA1 наблюдается на скоростях 4–5 км/с, а S255IR-SMA1-E и S255IR-SMA2 — 8–10 км/с. В наших наблюдениях, с размером диаграммы направленности  $7.5''$ , источники S255IR-SMA1, S255IR-SMA1-E и S255IR-SMA2, расстояние между которыми не более  $2''$ , не могут быть разрешены. Полученные выводы предварительные, планируется продолжать исследование.

## Заклучение

Мы провели исследование молекулярного состава источника S255IR, отождествили 20 молекул и изотопологов в интервалах частот 326.7–330.7, 329.5–334.5, 342.4–346.4 и 346.1–350.2 ГГц. На основе полученного молекулярного состава сделан вывод о присутствии в объекте признаков горячих ядер и истечения.

Работа С. В. Салий выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

## Библиографические ссылки

- [1] *Burns R. A., Handa T., Nagayama T. et al.* H<sub>2</sub>O masers in a jet-driven bow shock: episodic ejection from a massive young stellar object // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2016. — Vol. 512. — P. 283–290.
- [2] *Saliı̄ S. V., Zinchenko I. I., Sheng-Yuan Liu et al.* The methanol emission in the J<sub>1</sub> – J<sub>0</sub> A<sup>–+</sup> line series as a tracer of specific physical conditions in high-mass star-forming regions // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 512. — P. 3215–3229.
- [3] *Zinchenko I. I., Sheng-Yuan Liu, Yu-NungSu et al.* Dense Cores, Filaments and Outflows in the S255IR Region of High-mass Star Formation // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 889. — P. 43–55.
- [4] *Tychoniec L., van Dishoeck E. F., van't Hoff M. L. R. et al.* Which molecule traces what: Chemical diagnostics of protostellar sources // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 655. — P. A65. 2107.03696.
- [5] *Allen V., van der Tak F. F. S., Sanchez-Monge A. et al.* Regulation of star formation rates in multiphase galactic disks: a thermal/dynamical equilibrium model // *Astron. Astroph. Trans.* — 2017. — Vol. 603. — P. 52–66.
- [6] *Zinchenko I., Liu S. Y., Su Y. N. et al.* The Disk-outflow System in the S255IR Area of High-mass Star Formation // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 810, № 1. — P. 10. 1507.05642.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛОДЫХ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ПО МАССАМ

Д. В. Тарасова

*Челябинский государственный университет*

На основе наблюдательных данных о 57 молодых SB2 звездах построено распределение по массам компонент и аппроксимировано степенной функцией  $dN \sim M^{-\Gamma} d \lg M$ . Для звезд с массой  $1.0M_{\odot} < M < 6.3M_{\odot}$  показатель степени равен  $\Gamma = 1.49 \pm 0.47$ , это близко к функции масс Солпитера. В интервале масс  $0.1M_{\odot} < M < 1.0M_{\odot}$  показатель  $\Gamma = -(0.92 \pm 0.87)$ . В целом распределение молодых звезд по массам можно аппроксимировать логнормальным законом, наиболее вероятное значение массы равно  $M_{\text{вер}} = (0.82 \pm 0.05)M_{\odot}$ .

## MASS DISTRIBUTION OF YOUNG SPECTROSCOPIC BINARY STARS

D. V. Tarasova

*Chelyabinsk State University*

The mass distribution of the components is constructed and approximated by the power-law  $dN \sim M^{-\Gamma} d \lg M$  using the observation data about 57 pre-main sequence double-lined spectroscopic binaries. For stars with mass  $1.0M_{\odot} < M < 6.3M_{\odot}$  the slope is  $\Gamma = 1.49 \pm 0.47$ , this is close to the Salpeter mass function. In the mass range  $0.1M_{\odot} < M < 1.0M_{\odot}$  the slope is  $\Gamma = -(0.92 \pm 0.87)$ . In general, the mass distribution of young stars may be approximated with the lognormal law, which the most probable mass  $M_{\text{prob}} = (0.82 \pm 0.05)M_{\odot}$ .

## Введение

Распределение звезд по массам напрямую зависит от условий их формирования. Теоретические модели образования звезд должны проверяться сравнением с наблюдаемыми распределениями звезд по массам. Из-за быстрорастущего количества открываемых молодых спектрально-двойных звезд, находящихся на стадии сжатия к начальной главной последовательности (НГП), представляет интерес исследование распределения этих звезд по массам.

## Выборка

В работе использованы наблюдательные данные о 57 молодых спектрально-двойных звездах с двумя линиями в спектре (SB2), из которых 36 звезд с надежно определенными массами взяты из статей Дудорова и Еретновой [1], Еретновой [2]. Из них 31 SB2 звезда является затменной переменной (SB2 + EB) и 5 наблюдаются как визуально-двойные (SB2 + VB). Остальные звезды, используемые в работе, наблюдаются только как SB2. Массы компонент этих звезд мы определили путем интерполяции между эволюционными треками Baraffe et al. [3] в интервале масс  $M = (0.08-1.40)M_{\odot}$  и Dotter et al. [4] в интервале масс  $M = (1.5-5.0)M_{\odot}$ . Мы использовали эволюционные треки для звезд с химическим составом  $X = 0.7$ ,  $Y = 0.28$ ,  $Z = 0.02$ , так как исследуемые нами молодые звезды находятся в

дисковой составляющей нашей Галактики и относится к населению I типа. Программа для интерполяции была написана на языке Python.

Исследуемая выборка содержит 10 Ae/Be звезд Хербига, 65 звезд типа T Тельца и 40 красных карликов. На рис. 1 представлена диаграмма Герцшпрунга—Рессела для молодых SB2 звезд. Синим цветом изображены компоненты SB2 + EB и SB2 + VB звезд. Красным цветом обозначены компоненты SB2 звезд. Согласно рис. 1 возраст подавляющего большинства исследуемых звезд не превышает 20 млн лет.

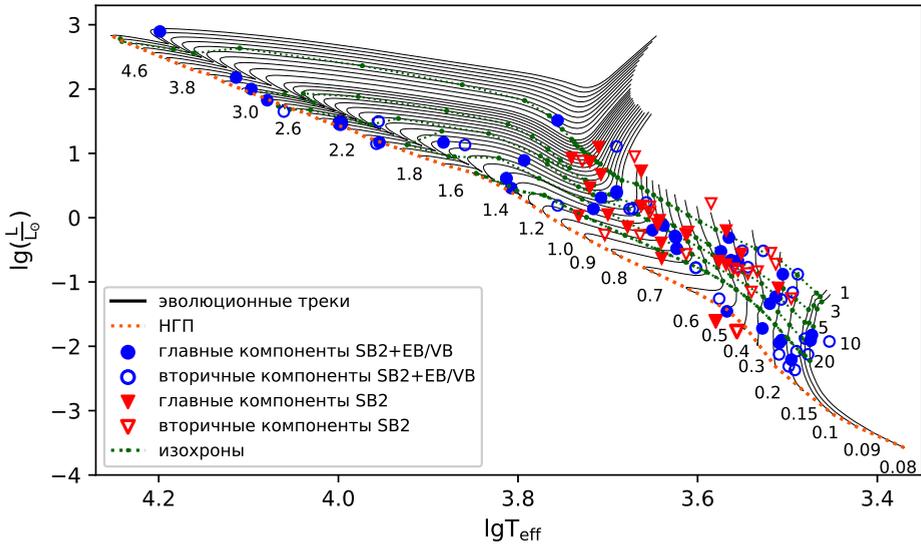


Рис. 1. Диаграмма Герцшпрунга—Рессела для молодых SB2 звезд. Рядом с треками указаны массы в массах Солнца, рядом с изохронами — возраст (млн лет)

## Распределение молодых спектрально-двойных звезд по массам

На рис. 2 представлено распределение молодых SB2 звезд по массам. Наибольшее количество звезд находится в интервале  $\lg \frac{M}{M_\odot} \in [-0.2; 0.2]$ . Эти значения логарифма масс соответствуют массе  $M = (0.6-1.6)M_\odot$ . Красной линией на рис. 2 показана аппроксимация гистограммы степенной функцией (1):

$$\begin{cases} dN \sim M^{0.92 \pm 0.87} d \lg M, & -1.0 < \lg \frac{M}{M_\odot} < 0.0, \\ dN \sim M^{-(1.49 \pm 0.47)} d \lg M, & 0.0 < \lg \frac{M}{M_\odot} < 0.8. \end{cases} \quad (1)$$

Зеленой линией на рис. 2 изображена начальная функция масс (НФМ) Солпитера  $dN \sim M^{-1.35} d \lg M$  [5]. Полученное значение показателя спектра масс для звезд с массой  $M > 1M_\odot$  близко к полученному Солпитером, но больше значения, найденного в статье [1] для молодых звезд на меньшем наблюдательном материале,  $dN \sim M^{-(1.15 \pm 0.30)} d \lg M$ . Однако можно заметить, что показатели спектра масс совпадают в пределах погрешности.

На рис. 2,а синей линией показана аппроксимация гистограммы на всем интервале масс

логнормальным распределением (2):

$$\Phi(\lg M_i) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(d\lg M_i - \mu)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2)$$

где  $\Phi(\lg M_i)$  — функция масс;  $\mu$  — логарифм наиболее вероятного значения массы;  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение от  $\mu$ . Для используемой выборки  $\mu = -0.086 \pm 0.028$ ,  $\sigma = 0.38 \pm 0.02$ , таким образом, наиболее вероятное значение массы  $M_{\text{вер}} = (0.82 \pm 0.08)M_{\odot}$ . В статье Дудорова и Еретновой [1] распределение по массам также было аппроксимировано логнормальным законом,  $M_{\text{вер}} = (0.86 \pm 0.08)M_{\odot}$ . В работе Chabrier [6] получены параметры логнормального распределения  $\mu = -0.6$  и  $\sigma = 0.55$  для НФМ звезд главной последовательности.

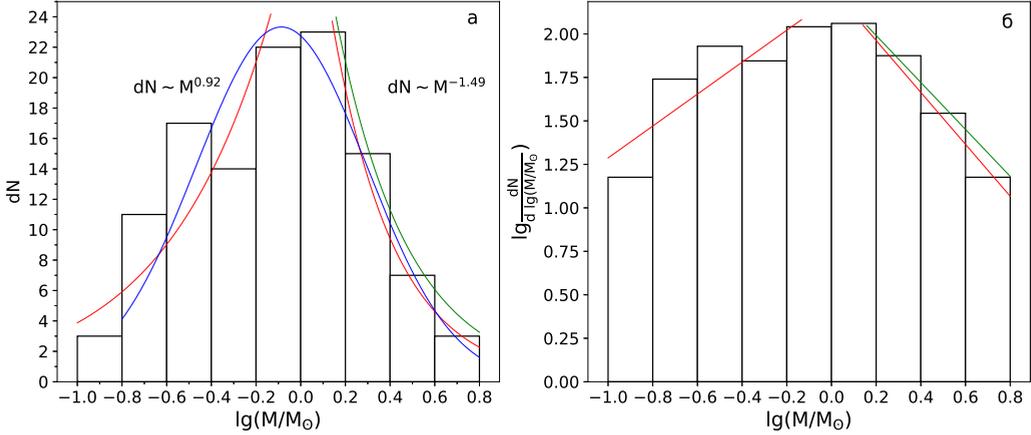


Рис. 2. Гистограмма распределения по массам молодых SB2 звезд. Красная линия — аппроксимация гистограммы степенной функцией. Зеленой линией изображена НФМ Солпитера. Синяя линия — аппроксимация гистограммы логнормальным распределением. Панель *б* — то же, что и панель *а*, но в логарифмическом масштабе

## Заключение

Построено распределение по массам для 57 молодых спектрально-двойных звезд. Массы 21 звезды, наблюдаемой только как SB2, найдены путем интерполяции между эволюционными треками Baraffe et al. [3] в интервале масс  $M = (0.08-1.40)M_{\odot}$  и Dotter et al. [4] в интервале масс  $M = (1.5-5.0)M_{\odot}$ . Распределение молодых звезд по массам аппроксимировано степенной функцией  $dN \sim M^{-(1.49 \pm 0.47)} d\lg M$  для звезд с  $1.0M_{\odot} < M < 6.3M_{\odot}$ , что близко к НФМ Солпитера. Для звезд с  $0.1M_{\odot} < M < 1.0M_{\odot}$  получено  $dN \sim M^{0.92 \pm 0.87} d\lg M$ . В целом распределение по массам можно аппроксимировать логнормальным законом, наиболее вероятное значение массы  $M_{\text{вер}} = (0.82 \pm 0.08)M_{\odot}$ . Полученное значение наиболее вероятной массы значительно больше найденного в [6] для НФМ звезд главной последовательности. Это может быть связано с тем, что: 1) в процессе эволюции ядер молекулярных облаков в звезды НГП происходит потеря массы из-за истечений из молодых звездных объектов; 2) с уменьшением массы звезд их сложнее обнаружить как спектрально-двойные. Поэтому относительная численность звезд с  $M < 1M_{\odot}$  должна быть больше, чем в используемой выборке.

В дальнейшем планируется исследование распределения молодых SB2 звезд по массам с учетом вероятности их открытия.

## Библиографические ссылки

- [1] *Дудоров А. Е., Еретнова О. В.* Распределение молодых звезд по массам // Челябин. физ.-мат. журн. — 2021. — Т. 6. — С. 347–362.
- [2] *Еретнова О. В.* Распределение молодых спектрально-двойных звезд по отношению масс компонент и эксцентриситетам // Астрон. журн. — 2023. — Т. 100. — С. 800–810.
- [3] *Baraffe I., Homeier D., Allard F., Chabrier G.* New evolutionary models for pre-main sequence and main sequence low-mass stars down to the hydrogen-burning limit // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 577. — P. A42.
- [4] *Dotter A., Chaboyer B., Jevremović D. et al.* The Dartmouth Stellar Evolution Database // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2008. — Vol. 178. — P. 89–101.
- [5] *Salpeter E. A.* The luminosity function and stellar evolution // *Astrophys. J.* — 1955. — Vol. 121. — P. 161–167.
- [6] *Chabrier G.* The initial mass function: from Salpeter 1955 to 2005 // *Astrophys. Space. Sci.* — 2005. — Vol. 327. — P. 41–50.

## АВТОМАТИЗАЦИЯ ТЕЛЕСКОПА RoboPhot КОУРОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Д. Д. Терешин, Н. А. Чазов  
*Уральский федеральный университет*

В работе представлен программный комплекс управления телескопом RoboPhot Коуровской астрономической обсерватории, разработанный для пользователей с невысоким уровнем подготовки и направленный на автоматизацию процессов наблюдений и обработки данных. Описаны алгоритмы систем управления телескопом и взаимодействия между ними.

## AUTOMATION OF THE RoboPhot TELESCOPE OF THE KOUROVKA ASTRONOMICAL OBSERVATORY

D. D. Tereshin, N. A. Chazov  
*Ural Federal University*

The paper presents a software package for controlling the RoboPhot telescope of the Kourovka Astronomical Observatory, developed for users with a low level of training and aimed at automating the processes of observation and data processing. The algorithms of the telescope control systems and the interaction between them are described.

## Введение

Телескоп RoboPhot с диаметром главного зеркала 60 см изготовлен фирмой APM Telescopes и установлен в Коуровской астрономической обсерватории в 2016 г. Телескоп оснащен трехканальным фотометром, способным одновременно экспонировать кадры в трех фильтрах при одинаковых атмосферных условиях, что позволяет вести высокоточные фотометрические наблюдения краткосрочных событий [1]. Фотометр работает в полосах  $g$ ,  $r$  и  $i$  фотометрической системы SDSS.

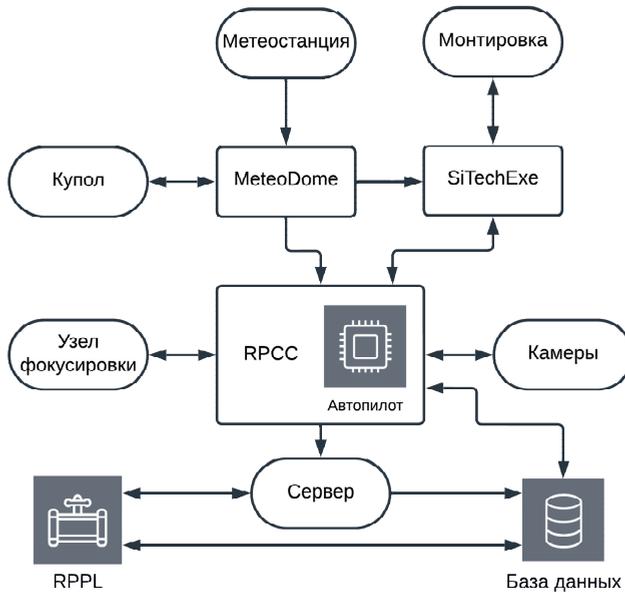
В 2022 г. мы начали работы по вводу телескопа RoboPhot в эксплуатацию, включающие в себя разработку собственного комплекса программ управления телескопом. Разработка велась с упором на упрощение работы с телескопом для неспециалистов и автоматизацию процессов наблюдений и обработки данных. Первые результаты разработки были представлены на предыдущей конференции «Физика Космоса» [2].

RoboPhot поставлялся с программным пакетом RTS2 (Remote Telescope System, 2nd Version) [3], работавшим под управлением операционных систем семейства Linux и требовавшим от пользователя уверенного обращения с командной оболочкой Bash. Разработанный нами комплекс программ обладает графическим интерфейсом и работает под управлением операционных систем семейства Windows, что помогает снизить требуемый уровень навыков наблюдателя.

Автоматизация работы телескопа повышает производительность и качество полученных данных, исключая из процесса человеческий фактор. Она также позволяет эффективно использовать ясное наблюдательное время, что особенно актуально для равнинных обсерваторий, таких как Коуровская астрономическая обсерватория, погодные условия в которой быстро меняются, а количество наблюдательного времени ограничено 500–600 ч в год.

# Комплекс программ управления телескопом

Управление телескопом RoboPhot осуществляется с помощью разработанного нами программного комплекса, отдельные узлы которого и взаимосвязь между ними схематично изображены на рисунке. Прямоугольниками обозначены программы управления, овалами — механические узлы телескопа. Графически выделены основные элементы, обеспечивающие автоматизацию работы телескопа.



Схематичное изображение систем управления телескопом и обработки данных

Программа **MeteoDome** анализирует погодные условия, осуществляет управление куполом телескопа и принимает решения о начале и завершении наблюдений. Актуальные погодные условия запрашиваются из базы данных метеостанции телескопа МАСТЕР-II-Урал Коуровской астрономической обсерватории. Связь с контроллером монтировки телескопа осуществляется с помощью сторонней программы **SiTechExe**.

Программа **RPCC** (RoboPhot Cameras Controls) отвечает за управление камерами фотометра и фокусировочным узлом телескопа, планирование и выполнение наблюдательных задач, наведение и коррекцию часового ведения монтировки телескопа, а также базовый анализ получаемых изображений.

Коррекция часового ведения осуществляется с помощью алгоритма **DONUTS**, основанного на быстром преобразовании Фурье исследуемого и эталонного кадра [4]. Соответственно для телескопа не требуется отдельный гид, так как для коррекции часового ведения используются те же кадры, что и для фотометрии. Алгоритм **DONUTS** позволяет достичь субпиксельной точности коррекции.

Программа **RPPL** (RoboPhot PipeLine) осуществляет общую обработку получаемых снимков: их фотометрическую и астрометрическую редукцию, а также дифференциальную апертурную фотометрию объектов на них. Астрометрическая редукция проводится для каждого кадра и основывается на определении источников с помощью алгорит-

ма DAOFIND [5] и запросе решения кадра по этим источникам через API веб-сервиса [Astrometry.net](http://Astrometry.net).

Связь и обмен данными между программами осуществляется с помощью системы сокетов, использующих протокол TCP/IP. В каждом сожете программа RPCC выступает в роли клиента, в то время как другим программам отводится роль серверов.

Автоматизация работы телескопа RoboPhot достигается за счет алгоритмов *MeteoDome* и RPCC, которые полностью контролируют процесс наблюдений. Автоматизированная обработка данных производится программой RPPL, работающей в значительной степени независимо от других систем телескопа. Пользователю же при этом необходимо взаимодействовать только с базой данных, где он может создать наблюдательную задачу, а после получить результаты ее выполнения.

## Заключение

Мы разработали комплекс программ ручного и автоматического управления телескопом RoboPhot, включающий в себя мониторинг погодных условий, планирование наблюдений, управление механическими узлами телескопа, получение и обработку данных. С августа 2023 г. на телескопе ведутся активные тестовые наблюдения экзопланет и переменных звезд. Первые результаты наблюдений представлены в рамках этой конференции в докладе Чазова и др.

Дальнейшие планы развития включают в себя отладку программ управления и доработку различных механических узлов телескопа. Помимо этого планируется создание локального сервера [Astrometry.net](http://Astrometry.net) для нужд обсерватории.

## Библиографические ссылки

- [1] *Potoskuev A. E., Busarev V. V., Krushinskii V. V. et al.* Multicolor Photometry of Small Bodies of the Solar System: Performance Potential at the Robophot Telescope // *Solar System Research*. — 2020. — Vol. 54, № 5. — P. 449–454.
- [2] *Чазов Н. А., Терешин Д. Д.* Разработка программ управления телескопом RoboPhot КАО УрФУ // *Физика космоса : тр. 50-й Международ. студ. науч. конф.* (Екатеринбург, 30 янв.— 3 февр. 2023 г.). — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2023. — С. 499–502.
- [3] *Kubánek P., Jelínek M., Nekola M. et al.* RTS2 — Remote Telescope System, 2<sup>nd</sup> Version // *Gamma-Ray Bursts: 30 Years of Discovery* / ed. by E. Fenimore, M. Galassi : American Institute of Physics Conference Series. — 2004. — Vol. 727. — P. 753–756.
- [4] *McCormac J., Pollacco D., Skillen I. et al.* DONUTS: A Science Frame Autoguiding Algorithm with Sub-Pixel Precision, Capable of Guiding on Defocused Stars // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 2013. — Vol. 125, № 927. — P. 548. 1304. 2405.
- [5] *Stetson P. B.* DAOPHOT: A Computer Program for Crowded-Field Stellar Photometry // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 1987. — Vol. 99. — P. 191.

## ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ МОЛЕКУЛ В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ S255IR-SMA1

**А. А. Фарафонтова, С. В. Салий**  
*Уральский федеральный университет*

В работе исследуются спектры области S255IR-SMA1, полученные на телескопе IRAM30m. В спектрах были отождествлены линии некоторых органических молекул с помощью программных пакетов GILDAS CLASS и MADCUBA. Для выделенных переходов молекул были рассчитаны температуры возбуждения и оценены лучевые концентрации. По значениям яркостных температур линий молекулы CH<sub>3</sub>CN, полученных из приближения спектров в программе CLASS, была построена вращательная диаграмма и оценены вращательная температура (63 K) и лучевая концентрация CH<sub>3</sub>CN ( $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ). И в пакете MADCUBA оценены температуры возбуждения и лучевые концентрации отдельных переходов ряда молекул. Получено, что наблюдаемое излучение молекул HNO<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>CN, CH<sub>3</sub>OH соответствует горячему ядру с температурой более 300 K, излучение C<sub>2</sub>H, HNO, HNCO, HCCO — более холодной молекулярной оболочке с температурами около 50 K.

## AN INVESTIGATION OF MOLECULAR SPECTRA IN STAR FORMATION REGION S255IR-SMA1

**A. A. Farafontova, S. V. Salii**  
*Ural Federal University*

In this paper we study the spectra of the S255IR-SMA1 region observed at the IRAM30m telescope. The lines of some organic molecules were identified in the spectra using the CLASS and MADCUBA software packages. Excitation temperatures and column densities were calculated for the detected molecules. Rotational diagrams were plotted for the lines of CH<sub>3</sub>CN molecules using the obtained brightness temperatures from the CLASS program. Estimates of the rotation temperature of 63 K and the column density of the molecule that equals  $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  were obtained. In this work we show that the emission of such molecules as HNO<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>CN, CH<sub>3</sub>OH is excited in hot region of the core with temperatures above 300 K. Emission of molecules C<sub>2</sub>H, HNO, HNCO, HCCO is excited in colder part of the outer shell region with temperatures near 50 K.

Характерным этапом образования массивных звезд является фаза горячего ядра, в которой высокие обилия молекул встречаются в газе и в ледяных мантиях пылевых частиц, находящихся в более холодной оболочке, расположенной вокруг молодого звездного объекта. В спектрах горячих ядер наблюдаются органические молекулы, такие как CH<sub>3</sub>OH, C<sub>2</sub>H, CH<sub>3</sub>CN, CH<sub>4</sub>, HCOOH, OCN<sup>-</sup>, HC<sub>3</sub>N и др. Одни молекулы, например, CH<sub>3</sub>CN, HNCO, CH<sub>3</sub>OCH<sub>3</sub>, C<sup>13</sup>H<sub>3</sub>OH, считаются индикаторами температуры и плотности газа в плотной и горячей части ядра [1]. Другие молекулы, например, C<sub>2</sub>H [2], HCOOH, CH<sub>2</sub>CHO, наблюдаются в более холодных частях оболочки. Следовательно, из анализа излучения линий можно получить представление о распределении молекул по температуре и о том, в какой части объекта они могут наблюдаться.

S255IR является известной областью образования массивных звезд. Особенно выделяется вращающееся плотное ядро S255IR-SMA1, которое предположительно является диском

вокруг массивного (около  $20 M_{\odot}$ ) молодого звездного объекта [3]. Наблюдения S255IR-SMA1, используемые в работе, проводились в 2019 г. на телескопе IRAM 30-м автором работы [4].

В работе было проведено исследование спектров с помощью двух программ: GILDAS CLASS<sup>2</sup> и MADCUBA [5]. В программе CLASS были идентифицированы молекулы  $C_2H$ ,  $CH_3CN$ ,  $HNO_3$ ,  $CH_3OH$ ,  $C^{13}H_3OH$ ,  $HNCO$  и с помощью гауссового приближения оценены лучевые скорости, интенсивности и ширины линий этих молекул. В программе MADCUBA отождествление линий молекул выполняется автоматически (см. пример отождествления линий  $CH_3CN$ ,  $C_2H$ ,  $CH_3OH$ ,  $HCCO$  в MADCUBA на рис. 1). С помощью приближения ЛТР в программе MADCUBA были оценены температуры возбуждения переходов, соответствующих наблюдавшимся линиям, и лучевые концентрации молекул (см. таблицу). Примеры того, как модельные профили при полученных параметрах описывают наблюдаемые спектры, приведены на рис. 2 и 3. На рис. 2 видно, что не все линии в модели (в программе MADCUBA) приближаются одинаково хорошо, поскольку при построении модельного спектра задается одинаковая ширина линии для всех линий, а это не всегда соответствует наблюдениям.

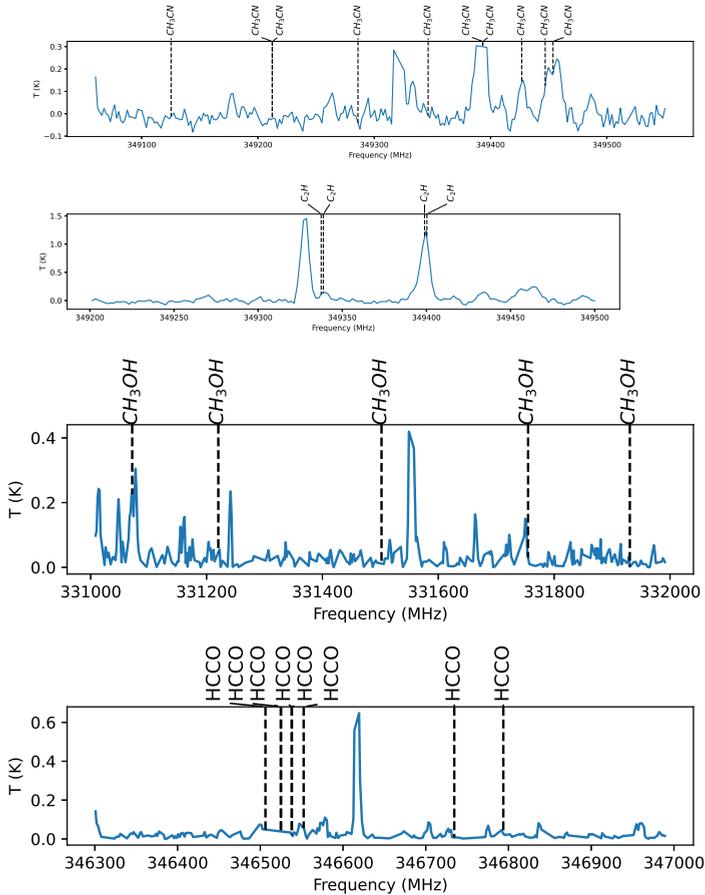


Рис. 1. Пример отождествления в программе MADCUBA линий  $CH_3CN$ ,  $C_2H$ ,  $CH_3OH$ ,  $HCCO$  в спектрах S255IR-SMA1

<sup>2</sup><https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

Оценки температуры  $T_{ex}$  (среднее значение температур возбуждения наиболее ярких переходов) и лучевой концентрации  $N_{col}$  молекул, определенные в программе MADCUBA

| Молекула               | $\log_{10}(N_{col} \times 10^{14}, \text{cm}^{-2})$ | $T_{ex}, \text{K}$ |
|------------------------|---|--------------------|
| $\text{C}_2\text{H}$   | 1.42  | 50                 |
| $\text{HNO}$           | 1.31  | 56                 |
| $\text{HNO}_3$         | 1.54  | 362                |
| $\text{HNCO}$          | 1.41  | 41                 |
| $\text{HCCO}$          | 1.41  | 84                 |
| $\text{CH}_3\text{CN}$ | 1.35  | 104                |
| $\text{CH}_3\text{OH}$ | 1.54  | 70                 |

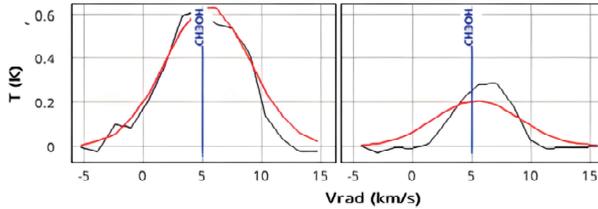


Рис. 2. Примеры приближения в программе MADCUBA наблюдаемых спектров линий  $\text{CH}_3\text{OH}$  гауссианами (красные линии), полученными в модели с параметрами, приведенными в таблице

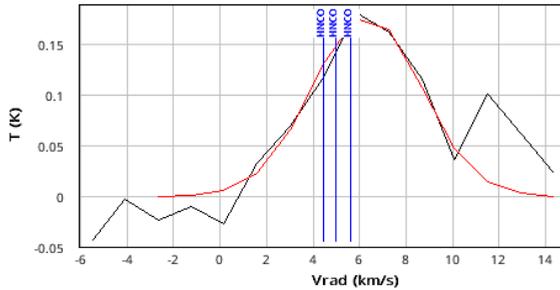


Рис. 3. Примеры приближения в программе MADCUBA наблюдаемых спектров линий  $\text{HNCO}$  гауссианами (красная линия), полученными в модели с параметрами, приведенными в таблице

Значения температур и лучевых концентраций, полученные в MADCUBA, были сопоставлены с аналогичными значениями, полученными из построения вращательных диаграмм. Для построения вращательных диаграмм были использованы определенные в пакете CLASS интегральные интенсивности уверенно зарегистрированных линий рассматриваемых молекул. Для каждой линии рассчитывалось соотношение

$$\ln \frac{3kW}{8\pi^3\nu_0 S\mu^2} = \ln \frac{N}{Q_{rot}} - \frac{E_u}{kT_{rot}}. \quad (1)$$

Величина  $W = \int T_R dV$ , где  $T_R$  — наблюдаемая интенсивность линии, умноженная на фактор заполнения  $ff$ ;  $S\mu^2$  — произведение силы линии на квадрат постоянного дипольного момента,  $k$  — постоянная Больцмана;  $N$  — лучевая концентрация молекулы;  $\nu_0$  — центральная частота линии;  $E_u$  — энергия, соответствующая верхнему уровню;  $Q_{rot}$  — статистическая сумма. Значения статистической суммы, а также произведения силы линии на квадрат постоянного дипольного момента приводятся в каталогах молекулярных линий. Исходя из выражения 1 наклон графика зависимо-

сти  $\ln \frac{3kW}{8\pi^3\nu_0 S\mu^2}$  от  $E_u/k$  будет обратно пропорционален  $-T_{rot}$ , а точка пересечения графика с осью ординат равна  $\ln(N/Q_{rot})$ .

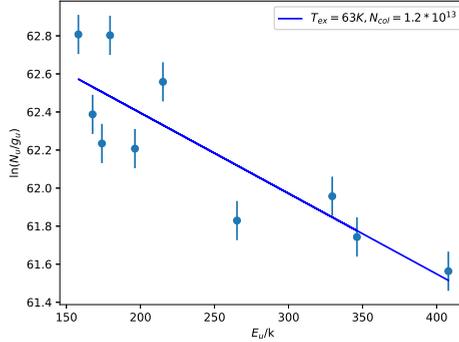


Рис. 4. Вращательная диаграмма, построенная по линиям молекулы  $\text{CH}_3\text{CN}$ , соответствующим переходам серий 19 – 18 и 18 – 17

По вращательной диаграмме (рис. 4) для линий, соответствующих переходам серий 19 – 18 и 18 – 17 молекулы  $\text{CH}_3\text{CN}$ , оценены вращательная температура, 63 К, и лучевая концентрация  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Очевидно, что температуры и лучевые концентрации, оцененные по вращательной диаграмме, ощутимо ниже значений, рассчитанных MADCUBA. Поскольку и в том и в другом методах используется приближение ЛТР, то расхождение в оценках, видимо, обусловлено использованием разной выборки линий: в методе вращательных диаграмм мы использовали лишь уверенно ( $> 3 \sigma$ ) зарегистрированные линии, а в пакете MADCUBA в процесс оценки автоматически вовлекаются все переходы, присутствующие в рассматриваемом диапазоне частот. Но этот вывод предварительный, необходимо дальнейшее исследование.

По температурам, оцененным в пакете MADCUBA (см. таблицу), можно сделать вывод, что излучение молекул  $\text{HNO}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{HCCO}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  возбуждается в горячем ( $\geq 70 \text{ K}$ ) ядре, а излучение молекул  $\text{C}_2\text{H}$ ,  $\text{HNO}$ ,  $\text{HNCO}$  — в более холодной оболочке, что согласуется с выводами работы [1], сделанными для молекул  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ .

Работа С. В. Салий выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

## Библиографические ссылки

- [1] *Bisschop S., Jorgensen J., Dishoeck E., De Wachter E.* Testing grain-surface chemistry in massive hot-core regions // *Astronomy and Astrophysics*. — 2007. — Vol. 465.
- [2] *Beuther H., Semenov D., Henning Th., Linz H.* Ethynyl ( $\text{C}_2\text{H}$ ) in Massive Star formation: Tracing the Initial Conditions? // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 675, № 1. — P. L33–L36.
- [3] *Zinchenko I., Liu S.-Y., Su Y.-N., Sobolev A. M.* Detection of a new methanol maser line with ALMA // *A&A*. — 2017. — Vol. 606. — P. L6.
- [4] *Салий С. В.* Оценка физических условий в области звездообразования S255IR-SMA1 // *Астрономия и исследование космического пространства*. (Екатеринбург, 2021). — С. 178–181.
- [5] *Martín S., Martín-Pintado J., Blanco-Sánchez C. et al.* Spectral Line Identification and Modelling (SLIM) in the MAdrid Data CUBe Analysis (MADCUBA) package - Interactive software for data cube analysis // *A&A*. — 2019. — Vol. 631. — P. A159.

## МЕТОД МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА ДАННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МИЛЛИМЕТРОВОГО АСТРОКЛИМАТА

Т. А. Хабарова<sup>1,2</sup>, П. М. Землянуха<sup>1</sup>, Е. М. Домбек<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт прикладной физики РАН*, <sup>2</sup>*Национальный исследовательский  
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского*

В работе представлен метод оценки осаждаемого водяного пара по данным радиометра водяного пара с использованием методов машинного обучения. Проведен сравнительный анализ оценки осаждаемого водяного пара для обсерватории «Бадары» по данным GNSS, радиометра водяного пара и прогнозирования значений с использованием искусственной нейронной сети.

## MACHINE LEARNING METHOD FOR DATA ANALYSIS MILLIMETER ASTROCLIMATE RESEARCH

T. A. Khabarova<sup>1,2</sup>, P. M. Zemlyanukha<sup>1</sup>, E. M. Dombek<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Applied Physics RAS*,  
<sup>2</sup>*Nizhny Novgorod State University named after N. I. Lobachevsky*

The paper introduces a method for estimating precipitable water vapor using radiometer data with the help of machine learning techniques. A comparative analysis of the estimation of precipitable water vapor for the "Badary" observatory has been conducted using GNSS data, radiometer data, and forecasted values through the utilization of an artificial neural network.

## Введение

Одной из наиболее важных характеристик атмосферы при проведении астрономических наблюдений в миллиметровом диапазоне является оптическая толщина. Ее изменение в течение длительных временных периодов определяет пригодность конкретных мест для астрономических наблюдений. Наибольшей вариативностью из величин, определяющих поглощение, является величина осажденных паров воды (PWV). Измерение данной величины напрямую возможно только с помощью аэрозондов. Косвенные измерения PWV проводятся посредством радиометра водяного пара (РВП), ИК-фотометрии, из расчета глобальных метеорологических моделей, по тропосферным задержкам сигналов глобальных навигационных систем (GNSS), двухлучевыми оптическими приборами, с помощью телескопов. Измерения, сделанные разными методами, зачастую расходятся.

Расхождение значений PWV, полученных разными методами, связано с аппаратурными и методическими особенностями. Радиометры водяного пара имеют различные частотные полосы приема, а также погрешности, которые возникают из-за особенностей рельефа местности и диаграммы направленности прибора. Низкие значения PWV в сухой атмосфере едва обнаруживаются датчиками влажности на метеозондах. В то же время при высокой влажности и, как следствие, большой оптической толщине изменение яркостной температуры под разными углами будет минимальным. ИК-мониторинг не представляет дневные данные, которые могут не совпадать с ночными. Пространственно-временное разрешение динамических моделей атмосферы ограничено и превышает характерные времена

вариаций значений PWV и типичные размеры топографических объектов, таких как горы. В ряде работ (например, [1–3]) поднимается проблема расхождение оценок величин PWV. Поэтому различные измерения должны подвергаться перекрестной проверке и валидации.

В данной работе представлен подход с использованием статистической модели на основе искусственной нейронной сети для оценки PWV из результатов измерений радиометра, работающего по методу разрезов.

## Описание метода

Исходные данные для методов машинного обучения состояли из временных рядов напряжений детектора радиометрической системы МИАП-2. Выборка формировалась из наиболее длительных сессий архивных наблюдений (опубликованы в zenodo [4]) и была составлена из четырех сессий наблюдений на территориях обсерваторий «Бадары» (06.2016–06.2017) и «Терскол» (04.2020–07.2020), архипелаге Шпицберген (06.201–06.2019), а также в селе Чираг, Дагестан (09.2022–04.2023). Проведение апробации обобщенной статистической модели для измерений в различных климатических зонах было возможно благодаря значительным отличиям в атмосферных условиях в этих местах. В качестве целевого множества для статистических моделей были использованы значения PWV по данным климатической модели MERRA-2 [5].

Статистическая модель на основе искусственной нейронной сети (ИНС) была построена на данных приемника МИАП-2, в качестве целевой функции использовались данные MERRA-2. На основе эмпирических экспериментов была выбрана топология искусственной нейронной сети (рис. 1). Результаты прогнозирования значений PWV (ИНС) сравнивались с результатами прогнозирования PWV с помощью  $k$ -ближайших соседей ( $k$ -БС). Для метода  $k$ -БС использовалось три ближайших соседа. Значения коэффициента детерминации между PWV ( $k$ -БС) и PWV (МИАП-2) считались минимально допустимыми для ИНС.

## Результаты и их обсуждение

Нами была построена обобщенная статистическая модель на основе искусственной нейронной сети с использованием данных приемника МИАП-2 с территорий Бадар, Шпицбергена, Терскола и Чирага. Были получены оценки величины PWV из результатов измерений радиометра МИАП-2. Между прогнозируемыми величинами осаждаемого водяного пара и данными целевого множества коэффициент детерминации на тестовой выборке составил 0.97 (включает данные из всех четырех мест наблюдения). Высокая величина коэффициента детерминации является аргументом хорошо подобранных весов искусственной нейронной сети. В то же время при использовании  $k$ -БС коэффициент детерминации на тестовой выборке составил 0.92. На рис. 2 представлены диаграммы рассеяния для данных между PWV (MERRA-2) и прогнозируемыми значениями PWV, полученными с помощью моделей  $k$ -БС и ИНС.

В рамках работы также была реализована дополнительная валидация прогнозируемых данных PWV (ИНС) с использованием оценок PWV по методу тропосферных задержек PWV (GNSS) и радиометра водяного пара PWV (РВП). Оценки PWV (GNSS) и PWV (РВП) доступны только для обсерватории «Бадары». Коэффициент детерминации между выборками PWV (ИНС) и PWV (GNSS), а также PWV (ИНС) и PWV (РВП) составил 0.96 и 0.81 соответственно. Данный результат свидетельствует о применимости метода оценки величины PWV из результатов измерений радиометра МИАП-2 с использованием обобщенной статистической модели на основе ИНС.

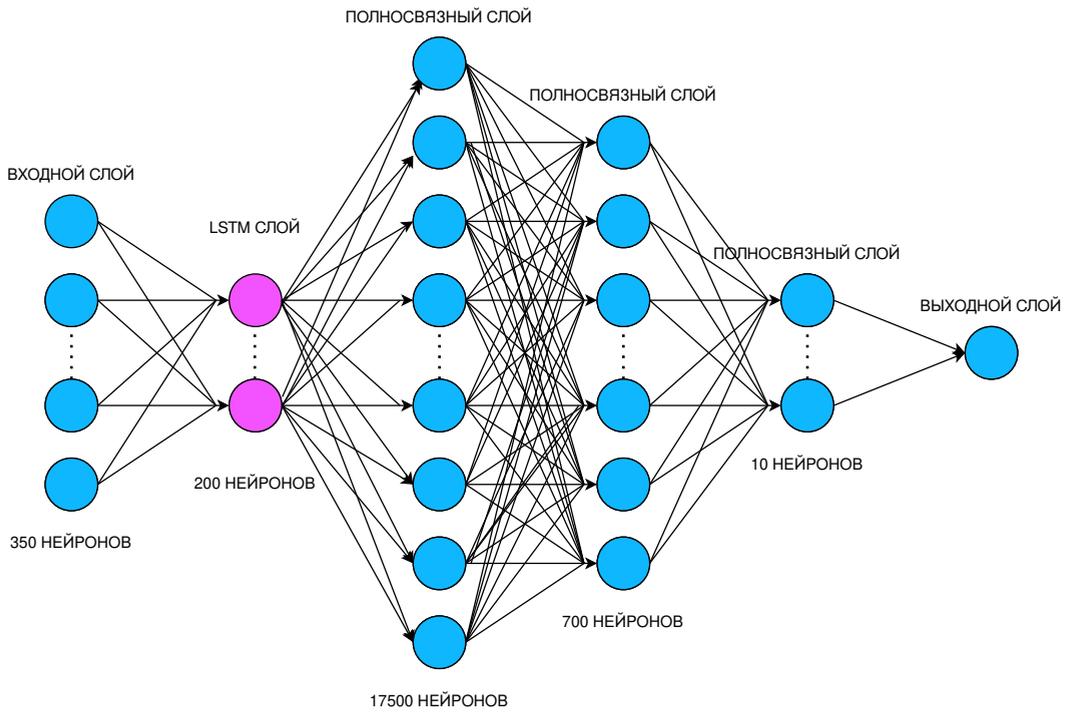


Рис. 1. Топология нейронной сети

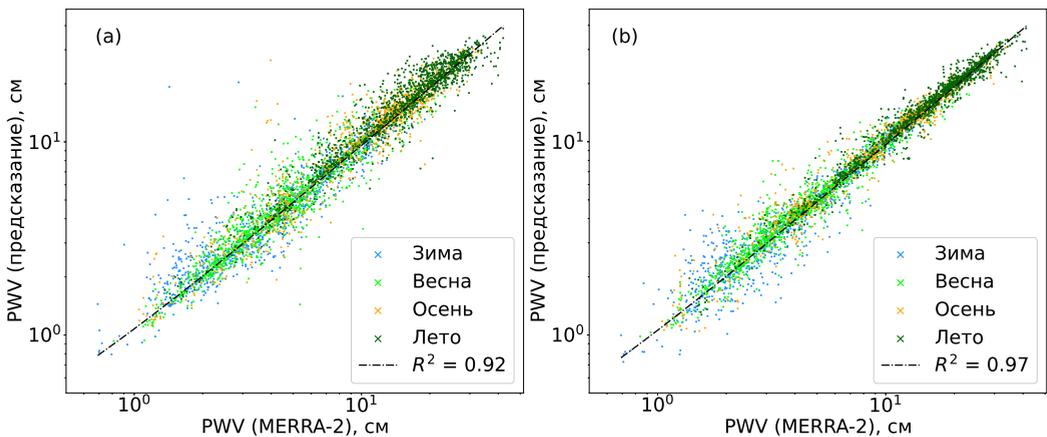


Рис. 2. Диаграммы рассеяния тестовых подвыборок между целевыми значениями PWV (MERRA-2) и прогнозируемыми значениям с использованием к-БС (a) и использованием ИНС (b). Черная пунктирная линия отображает логарифм линии регрессии.  $R^2$  — коэффициент детерминации. Временные сезоны на диаграммах рассеяния выделены с помощью разных цветов. Синий, светло-зеленый, зеленый, оранжевый цвета отображают зимний, весенний, летний и осенний периоды соответственно

Стоит отметить, что данные MERRA-2 имеют пространственное разрешение  $0.5 \times 0.625^\circ$ , что ограничивает применимость статистической модели в условиях горного рельефа. Однако в рамках статьи мы не исследуем смещенность оценок MERRA-2. Увеличение области

применимости метода может быть достигнуто за счет использования других климатических моделей с лучшим пространственным разрешением, например модель ERA5  $0.25 \times 0.25^\circ$ . Помимо этого в рамках дальнейшей работы планируется дополнительная валидация данных, полученных с помощью ИНС и другими выборками PWV для различных мест наблюдений, что также позволит уточнить применимость данного подхода.

## Заключение

Реализован и применен метод для анализа наблюдательных данных для астроклиматических исследований с использованием ИНС. Высокий коэффициент детерминации  $R^2 = 0.97$  на тестовой выборке свидетельствует о высокой достоверности предсказаний. Существование такой статистической модели, в свою очередь, подтверждает правомерность оценок MERRA-2 для выбранных мест. Оценки PWV (ИНС) для обсерватории «Бадары» имеют высокий коэффициент детерминации выборками PWV (GNSS) и PWV (РБИ) (0.96 и 0.81 соответственно), таким образом, полученные данные хорошо согласуются с независимыми оценками.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда, проект № 23-22-00373.

## Библиографические ссылки

- [1] *Bubukin I. T., Rakut I. V., Agafonov M. I. et al.* On Atmospheric Absorption Values at Millimeter Waves on the Suffa Plateau and Karadag Landfill // Radiophysics and Quantum Electronics. — 2023. — Vol. 65, № 10. — P. 719–727.
- [2] *Panchuk V. E., Afanas'ev V. L.* Astroclimate of Northern Caucasus - Myths and reality // Astrophysical Bulletin. — 2011. — Vol. 66, № 2. — P. 233–254.
- [3] *Захаров Ф. Н., Михайленко С. А., Тимошин Д. В.* Влияние атмосферных явлений на тропосферную задержку спутниковых навигационных сигналов // Изв. вузов. Физика. — 2018. — Vol. 61, № 3. — P. 525–533.
- [4] *Bubnov G.* Astroclimate measurements on several points over Eastern hemisphere in 2-mm and 3-millimeter atmospheric transparency windows using tipping radiometer. — 2021.
- [5] *Modeling Global, Assimilation Office S., Pawson.* MERRA-2 inst1 2d int Nx:2d, 1-Hourly, Instantaneous, Single-Level, Assimilation, Vertically Integrated Diagnostics. — 2015.

## АНАЛИЗ ВРАЩЕНИЙ В КРИВЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ БЛАЗАРОВ МЕТОДОМ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИИ

Е. А. Шкодкина, Д. А. Морозова  
*Санкт-Петербургский государственный университет*

В данной работе описан метод поиска вращений электрического вектора в поляризованном излучении в кривых поляризации блазаров при помощи кросс-корреляции. Предлагается искать и характеризовать данные вращения, анализируя кросс-корреляцию кривых нормированных параметров Стокса  $q$  и  $u$  при помощи алгоритма Local Discrete Correlation Function. На примере объекта СТА 102 продемонстрирована работа метода с использованием оценки значений корреляционной функции при помощи bootstrap-выборок и оценки доверительных интервалов при помощи Монте-Карло симуляций.

## ANALYSIS OF ROTATIONS IN OPTICAL POLARIZATION CURVES OF BLAZARS USING CROSS-CORRELATION METHOD

E. A. Shkodkina, D. A. Morozova  
*Saint Petersburg State University*

This work describes a method for detecting rotations of the polarization vector in the polarization curves of blazars using cross-correlation. The approach involves searching for and characterizing rotation by analyzing the cross-correlation of normalized Stokes parameter curves  $q$  and  $u$ , using the Local Discrete Correlation Function algorithm. The method's functionality is demonstrated using the example of the object СТА 102, employing additional methods to assess correlation function values using bootstrap samples and estimating confidence intervals through Monte Carlo simulations.

## Введение

С начала поляризационных наблюдений активных ядер галактик известно, что позиционный угол электрического вектора в поляризованном излучении сильно варьируется со временем. В последние годы все больше внимания уделяется событиям, известным как вращения, во время которых угол изменяется упорядоченно, т. е. в одном направлении. Детальное исследование вращений может пролить свет на природу процессов, происходящих в центральных областях активных ядер. Для этого требуются эффективные способы обнаружения и анализа подобных событий.

В работе предложен метод выделения вращений электрического вектора в поляризованном излучении при помощи кросс-корреляционного анализа нормированных параметров Стокса. Для анализа кросс-корреляции был реализован алгоритм Local Discrete Correlation Function (LDCF), который позволяет работать с неравномерными временными рядами. Кроме того, предлагаются методы оценки значений корреляционной функции при помощи bootstrap-выборок и оценки доверительных интервалов (ДИ) при помощи Монте-Карло симуляций.

## Поиск и анализ вращений

Позиционный угол электрического вектора в поляризованном излучении и степень линейной поляризации определяются как

$$EVPA = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{q}{u}\right), \quad PD = \sqrt{q^2 + u^2}, \quad (1)$$

где  $q = Q/I$  и  $u = U/I$  — параметры Стокса, нормированные на полный поток. Изменение нормированных параметров Стокса отражает изменение параметров поляризации. При изменении полного потока, но постоянной поляризации нормированные параметры Стокса остаются неизменными.

Обратно, нормированные параметры Стокса могут быть выражены через позиционный угол электрического вектора и степень линейной поляризации:

$$q = PD \cdot \cos(2 \cdot EVPA), \quad u = PD \cdot \sin(2 \cdot EVPA). \quad (2)$$

Из связи между позиционным углом электрического вектора и нормированными параметрами Стокса следует, что во время монотонного изменения позиционного угла должен наблюдаться некоторый фазовый сдвиг между значениями параметров  $q$  и  $u$ . Такой сдвиг может быть выявлен путем вычисления кросс-корреляционной функции  $q(t)$  и  $u(t)$ , на графике которой он будет проявляться в виде смещенных относительно нуля корреляционных пиков. Расстояние между кросс-корреляционными пиками будет зависеть от скорости вращения электрического вектора: более быстрое изменение  $EVPA$  приводит к меньшему расстоянию между пиками. При наличии только стохастического поведения  $EVPA$ , без согласованных вращений, на графике кросс-корреляционной функции не будет наблюдаться никакой структуры, отличающейся от случайной. Наклон кросс-корреляционной функции на нулевом лаге будет указывать на направление вращения: положительный наклон — вращение по часовой стрелке, отрицательный — против часовой стрелки. Идея данного метода была описана в работе [1].

Ниже продемонстрирован результат аналитического и численного расчета в идеальном случае монотонного вращения электрического вектора по часовой стрелке, на равномерной временной сетке и при отсутствии ошибок измерений:  $EVPA(t) = at$ , где  $a$  — скорость вращения (рис. 1). Численный расчет был проведен при помощи алгоритма LDCAF [2], который является улучшенной версией алгоритма DCF [3]. Аналитические значения кросс-корреляции получены через свертку параметров  $q$  и  $u$ :

$$corr(q, u)(\tau) \equiv (q * u)(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T q(t)u(t + \tau)dt = \frac{1}{T} \int_0^T PD^2 \cos(2at) \sin(2a(t + \tau))dt. \quad (3)$$

Конечный результат представляет собой линейную комбинацию различных гармоник:

$$corr(q, u)(\tau) = \frac{PD^2}{8aT} (4aT \sin(2a\tau) + \cos(2a\tau) - \cos(2a^2T + 2a\tau)). \quad (4)$$

Стоит отметить, что общий вид кросс-корреляционной функции, полученный выше в предположении одного источника поляризованного излучения, сохранится также и в случае, если в наблюдаемом объекте имеется два источника поляризованного излучения: постоянный (в литературе часто называется OPC, optically polarized core) и переменный, в котором, собственно, и происходит вращение. Это важно, поскольку в случае, если степень поляризации постоянного источника выше, чем переменного, то на плоскости  $q - u$  вращение не будет захватывать начало координат и на графике зависимости  $EVPA$  от времени

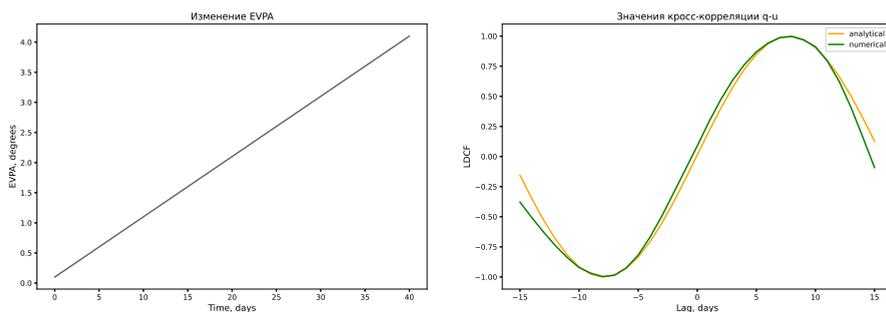


Рис. 1. Картина кросс-корреляционных пиков для сценария одного источника в идеальном случае равномерной временной сетки и отсутствия ошибок измерений. Слева — график равномерного изменения  $EVPA$ , справа — значения кросс-корреляционной функции, рассчитанные аналитически (желтый) и численно при помощи LDCF (зеленый)

монотонного вращения наблюдаться не будет. На предлагаемом же в данной работе методе этот факт сказываться не будет.

Используя методы bootstrap-выборок и оценки доверительных интервалов при помощи Монте-Карло-симуляций, можно уточнить оценки, полученные методом LDCF. Это позволит упростить поиск и анализ событий вращения. Для исключения влияния неравномерности сетки наблюдений на значения кросс-корреляционной функции во всех симуляциях используется реальная временная сетка исследуемого объекта. Обычно для получения устойчивых статистических оценок методами случайных выборок требуется не менее 5 000 симуляций.

Для оценки возможных значений кросс-корреляционной функции используется парный bootstrap двух временных рядов [4]. Возможна реализация выборок с возвращением и без. В случае алгоритма с возвращением из  $N$  всевозможных пар значений  $(q, u)$  и соответствующих им времен  $(t_q, t_u)$  случайным образом выбирается  $N$  пар значений, из которых формируется новая выборка. Повторяющимся парам значений присваиваются весовые коэффициенты, чтобы скорректировать их вклад в результирующую выборку. В случае реализации без возвращения из  $N$  всевозможных пар значений  $(q, u)$  и соответствующих им времен  $(t_q, t_u)$  случайным образом выбирается  $M$  неповторяющихся пар значений, результирующая выборка в среднем будет на 0.37 меньше исходной. Для каждой из полученных выборок при помощи алгоритма LDCF подсчитываются значения корреляционной функции, которые затем используются для нахождения среднего и стандартного отклонения значений кросс-корреляции исходных значений  $(q, u)$ .

Подсчет доверительных интервалов методом Монте-Карло производится при помощи случайного перемешивания точек исходной кривой  $EVPA$ . Это позволяет получить модельный сигнал без какой-либо структуры, при этом сохраняющий меры центральной тенденции и изменчивости исходного сигнала. Таким образом реализуются искусственные кривые  $EVPA$ , из которых, с использованием истинных значений  $PD$  и соответствующих ошибок, получают значения параметров Стокса  $q$  и  $u$  согласно формуле (2). Эти значения затем используются для нахождения среднего и стандартного отклонения значений кросс-корреляции, для оценки ДИ. Похожий анализ проводился в работе [5].

## Обсуждение

Ниже представлен результат кросс-корреляционного анализа кривых  $q$  и  $u$  при помощи алгоритма LDCF для поиска вращений электрического вектора в поляризованном излуче-

нии для объекта СТА 102 (рис. 2). Для оценки возможных значений кросс-корреляционной функции было использовано 5 000 bootstrap-выборок. Для расчета доверительных интервалов методом Монте-Карло было использовано 5 000 модельных кривых.

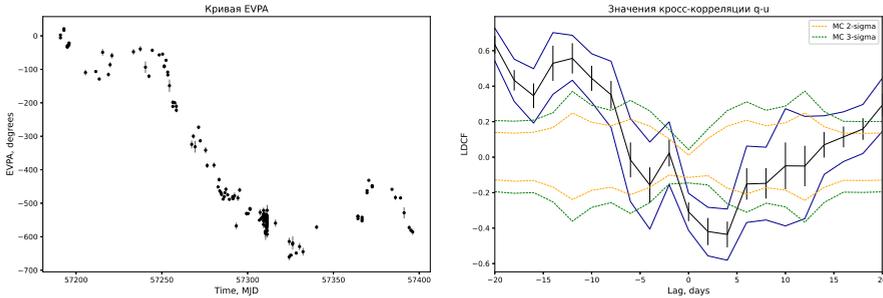


Рис. 2. Результат для СТА 102. Слева — кривая позиционного угла электрического вектора в поляризованном излучении; справа — результат вычисления кросс-корреляции векторов Стокса  $q$  и  $u$  методом LDCF (черным) с bootstrap-оценкой возможных значений (синим) и оценкой 95 и 99 % доверительных интервалов методом Монте-Карло-симуляций (оранжевым и зеленым соответственно)

Кросс-корреляционная функция имеет значимую волну корреляции с отрицательным наклоном на нулевом лаге, что указывает на вращение вектора электрической поляризации в направлении против часовой стрелки. Обнаруженное методом кросс-корреляции вращение визуально определяется на кривой *EVPA*. Это является возможным свидетельством применимости метода к реальным объектам и его перспективности в изучении других источников с более сложной структурой вращений. Анализ сложной структуры на большой выборке объектов и более детальное исследование свойств и границ применимости метода планируется провести в дальнейших работах.

Выражаем благодарность Савченко Сергею Сергеевичу за помощь в работе. Исследование выполнено за счет гранта РФФ 23-22-00121.

## Библиографические ссылки

- [1] *Larionov V. M., Jorstad S. G., Marscher A. P., Smith P. S.* Polarization vector rotations: real, spurious, hidden and imaginary // *Galaxies*. — 2016. — Vol. 4, iss. 4. — P. 43.
- [2] *Welsh W. F.* On the reliability of cross-correlation function lag determinations in active galactic nuclei // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 1999. — Vol. 111. — P. 1347–1366.
- [3] *Edelson R. A., Krolik J. H.* The discrete correlation function: a new method for analyzing unevenly sampled variability data // *Astrophys. J.* — 1988. — Vol. 333. — P. 646–659.
- [4] *Peterson B. M., Wanders I., Horne K. et al.* On uncertainties in cross-correlation lags and the reality of wavelength-dependent continuum lags in active galactic nuclei // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 1998. — Vol. 110. — P. 660–670.
- [5] *Robertson D., Gallo L. C., Zoghbi A., Fabian A. C.* Searching for correlations in simultaneous X-ray and UV emission in the narrow-line Seyfert 1 galaxy 1H 0707-495 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 453, iss. 4. — P. 3455–3460.

## КИНЕМАТИКА ДИСКА ГАЛАКТИКИ ПО ДАННЫМ О РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЯХ ПО КАТАЛОГАМ НА ОСНОВЕ GAIA

В. Д. Юдин, М. Э. Попова  
*Уральский федеральный университет*

По данным сводного каталога, собранного из каталогов на основе Gaia DR2, проанализировано поведение компонент скоростей движения рассеянных звездных скоплений на интервале галактоцентрических расстояний от 6 до 13 кпк. Тангенциальная компонента скорости монотонно убывает с увеличением расстояния, вертикальная компонента не меняется на всем рассматриваемом интервале. Дисперсии компонент скорости малы. Наблюдается синусоидальное поведение радиальной компоненты скорости. Радиальная компонента показывает большой разброс, что позволяет изучить поведение дисперсии на разных галактоцентрических расстояниях. В областях рукавов Киля-Стрельца и Ориона наблюдаются минимумы дисперсии.

## GALACTIC DISK KINEMATICS BY GAIA-BASED CATALOGS OF OPEN CLUSTERS

V. D. Yudin, M. E. Popova  
*Ural Federal University*

Using data from the summary catalog collected from catalogs based on Gaia DR2, behavior of the velocity components of open star clusters was analyzed in the interval of Galactocentric distances from 6 to 13 kpc. The tangential component of the velocity decreases monotonically with increasing distance, the vertical component does not change over the entire considered interval. The dispersions of the velocity components are small. A sinusoidal behavior of the radial velocity component is observed. The radial component plots a large scatter, which makes it possible to study the behavior of dispersion at different galactocentric distances. Dispersion minima are observed in the regions of the Carina-Sagittarius and Orion arms.

## Введение

В нашей Галактике происходят процессы звездообразования, связанные с волнами плотности, которые, в свою очередь, приводят к образованию спиральной структуры. Для изучения распределения вещества в диске Галактики необходимо знать кинематические характеристики подсистем диска. Одной из таких подсистем является подсистема рассеянных звездных скоплений (РЗС); РЗС — это один из немногих классов галактических объектов, для которых возможно одновременное определение положений в Галактике, кинематических данных и возрастов. Цель работы заключается в изучении поведения кинематических параметров РЗС на разных галактоцентрических расстояниях по данным каталогов, полученных на основе каталога точечных источников Gaia DR2 [1].

# Выборка

На основе каталога Gaia создаются каталоги как астрометрических, так и кинематических параметров различных объектов, в частности РЗС. Самый обширный каталог РЗС, полученный исключительно по данным Gaia, содержит параметры 2017 РЗС [2]. Однако он не содержит данные о лучевых скоростях, и не для всех РЗС имеются данные о возрасте. С целью дополнить эти данные был скомпилирован сводный каталог, собранный из всех каталогов на основе Gaia DR2, в которых присутствуют необходимые параметры (данные о лучевых скоростях [3, 4], данные о возрастах скоплений [2, 4, 5]), при условии, что лучевые скорости получены по трем и более звездам—членам РЗС, а также ошибки лучевых скоростей не более 10 км/с. В результате сводный каталог содержит высокоточные данные о положениях, параллаксах, компонентах собственных движений, лучевых скоростях и возрастах для 860 РЗС и может быть использован в кинематических исследованиях. В дальнейшем из рассмотрения исключены скопления с расстояниями от центра Галактики менее 6.0 кпк и более 13.0 кпк как слишком удаленные от Солнца. Также из сводного каталога были исключены РЗС с возрастом  $\log T > 8.75$  [6] как слишком старые для исследования кинематики диска Галактики. В результате в работе использована выборка из 489 РЗС.

## Компоненты скорости движения РЗС

Для изучения кинематики диска Галактики необходимо перейти от гелиоцентрических  $V_r$ ,  $V_l$ ,  $V_b$  к галактоцентрическим  $V_R$ ,  $V_\Theta$ ,  $V_Z$  компонентам скорости, где радиальная компонента  $V_R$  направлена к антицентру Галактики, тангенциальная компонента  $V_\Theta$  (кривая вращения Галактики) направлена в сторону вращения диска Галактики, вертикальная компонента  $V_Z$  направлена к северному полюсу Галактики. Переход был осуществлен согласно работе [7]. Компоненты скоростей скоплений были исправлены за движение Солнца в соответствии с их возрастом [8]. Расстояние Солнца от центра Галактики  $R_0$  принято равным 8.32 кпк [9]. На рис. 1, *a*, *b* и *c* показаны компоненты скорости РЗС в зависимости от галактоцентрического расстояния на интервале  $R$  от 6.0 до 13.0 кпк. Размер точек соответствует весу, величина которого обратно пропорциональна сумме квадратов ошибок радиальной и тангенциальной компонент скорости.

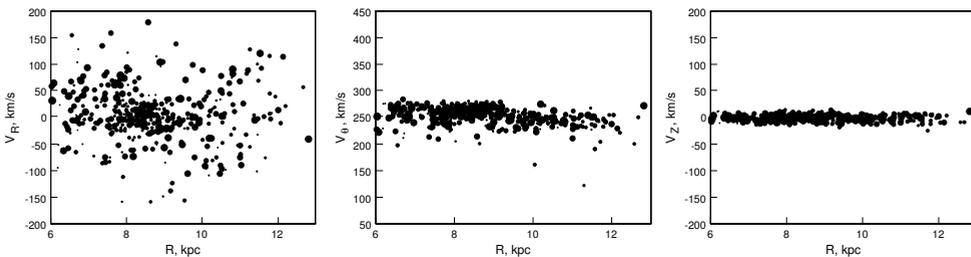


Рис. 1. Радиальная (*a*), тангенциальная (*b*) и вертикальная (*c*) составляющие скорости РЗС в зависимости от галактоцентрического расстояния. Размер точек соответствует весу, величина которого обратно пропорциональна сумме квадратов ошибок радиальной и тангенциальной компонент скорости

На рис. 1, *b* и *c* дисперсия скоростей невелика (среднеквадратичные отклонения 9.5 и 3.6 км/с соответственно), точности определения компонент скорости недостаточно для

изучения поведения дисперсий на разных расстояниях от центра Галактики. На рис. 1, *a* заметен большой разброс значений лучевой скорости (среднеквадратическое отклонение 34.5 км/с), поэтому далее было рассмотрено поведение дисперсии радиальной скорости в зависимости от галактоцентрического расстояния.

На рис. 2, *a* показаны значения радиальной компоненты скорости, вычисленные как средневзвешенные по всем скоплениям, попадающим в интервал расстояний шириной 0.4 кпк. Усреднение проводилось только в том случае, если количество скоплений, попавших в интервал расстояний, не меньше 10. Смещение интервалов проводилось с шагом 0.2 кпк. Распределение близко к синусоидальному. Наиболее подходящая синусоида имеет вид  $V_R = 20.02(\pm 4.80) \sin(R + 0.99(\pm 0.24)) + 10.41(\pm 3.41)$  и показана на рис. 2, *a* красной линией.

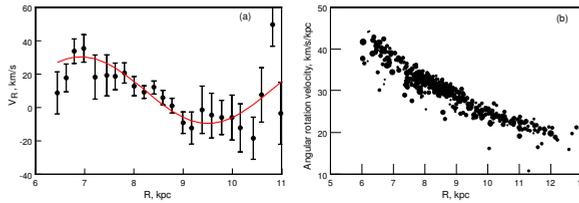


Рис. 2. Средневзвешенные радиальные компоненты скорости в зависимости от расстояния от центра Галактики (*a*). Отрезками показаны среднеквадратические отклонения радиальных компонент скорости. Кривая угловых скоростей РЗС в зависимости от расстояния от центра Галактики (*b*). Размер точек пропорционален указанным выше весам

## Дисперсия радиальных скоростей и области спиральных рукавов

Для проверки качества собранных в сводном каталоге данных мы построили кривую угловых скоростей на указанном интервале галактоцентрических расстояний. Кривая, показанная на рис. 2, *b*, демонстрирует небольшой разброс (среднеквадратичные отклонения 1.8 км/с/кпк) вдоль всей кривой без заметного увеличения разброса на больших расстояниях от Солнца, что говорит о хорошей точности лучевых скоростей РЗС, собранных в сводном каталоге. Это дает возможность получить вполне надежные оценки дисперсий радиальной скорости на всем рассматриваемом интервале галактоцентрических расстояний.

На рис. 3 показаны средневзвешенные дисперсии радиальных компонент скорости с весами, описанными выше. Наблюдаются минимумы дисперсии на галактоцентрических расстояниях около 7.0 и 8.5 кпк, что близко к положению рукавов Киля–Стрельца и Ориона [10]. Можно предположить, что в области спиральных рукавов происходит уменьшение дисперсии радиальной компоненты скорости. В области рукава Персея не наблюдается сколько-нибудь заметного минимума.

## Результаты и выводы

В данной работе были проанализированы зависимости компонент скорости движения РЗС от расстояния от центра Галактики на интервале галактоцентрических расстояний от 6 до 13 кпк по данным сводного каталога, основанного на Gaia DR2. Тангенциальная

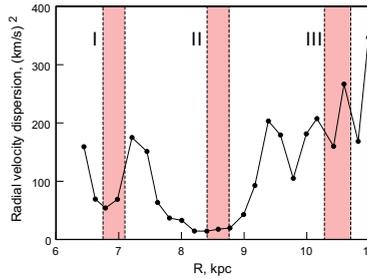


Рис. 3. Зависимость дисперсии радиальной компоненты скорости от расстояния от центра Галактики. Вертикальными красными полосами показаны положения спиральных рукавов Киля-Стрельца (I), Ориона (II) и Персея (III)

компонента скорости показывает монотонное убывание с увеличением расстояния, вертикальная компонента не меняется на всем рассматриваемом интервале. Поведение радиальной компоненты скорости близко к синусоидальному и имеет большой разброс значений, что позволило изучить поведение ее дисперсии. Зависимость дисперсии от расстояния от центра Галактики демонстрирует два минимума в областях галактических рукавов Киля-Стрельца и Ориона. В рукаве Персея минимум не наблюдается, что может быть связано с малым числом скоплений выборки в этой области.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

## Библиографические ссылки

- [1] *Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al.* Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 616. — P. A1. 1804.09365.
- [2] *Cantat-Gaudin T., Anders F., Castro-Ginard A. et al.* Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 640. — P. A1. 2004.07274.
- [3] *Soubiran C., Cantat-Gaudin T., Romero-Gómez M. et al.* Open cluster kinematics with Gaia DR2 // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 619. — P. A155. 1808.01613.
- [4] *Tarricq Y., Soubiran C., Casamiquela L. et al.* 3D kinematics and age distribution of the open cluster population // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 647. — P. A19. 2012.04017.
- [5] *Castro-Ginard A., Jordi C., Luri X. et al.* Hunting for open clusters in Gaia EDR3: 628 new open clusters found with OCfinder // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 661. — P. A118. 2111.01819.
- [6] *Popova M. E.* Kinematics of the Galactic Disk Based on Open Cluster Data // *Astrophysical Bulletin.* — 2023. — Vol. 78, № 2. — P. 134–140.
- [7] *Johnson D. R. H., Soderblom D. R.* Calculating Galactic Space Velocities and Their Uncertainties, with an Application to the Ursa Major Group // *Astron. J.* — 1987. — Vol. 93. — P. 864.
- [8] *Bobylev V. V., Bajkova A. T.* Kinematic Properties of Open Star Clusters with Data from the Gaia DR2 Catalogue // *Astronomy Letters.* — 2019. — Vol. 45, № 4. — P. 208–216. 1904.12686.
- [9] *Gillessen S., Plewa P. M., Eisenhauer F. et al.* An Update on Monitoring Stellar Orbits in the Galactic Center // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 837, № 1. — P. 30. 1611.09144.
- [10] *Popova M. E., Loktin A. V.* Parameters of the Spiral Structure of the Galaxy from Data on Open Star Clusters // *Astronomy Letters.* — 2005. — Vol. 31, № 3. — P. 171–178.

**СВОЙСТВА ПЕРЕМЕННОСТИ БЛАЗАРОВ В РАДИОДИАПАЗОНЕ****К. В. Южанина***Казанский федеральный университет*

В работе представлены некоторые свойства переменности радиоизлучения выборки 1 800 ярких блазаров, полученные на основе измерений на радиотелескопе РАТАН-600 на частотах 1.2–22 ГГц в 2006–2023 гг. Индекс переменности радиоизлучения достигает 0.40–0.50 на частотах 4.7 и 22.3 ГГц при анализе долговременных (более 10 лет) временных рядов с высокой скважностью измерений (не менее 70 за весь период). Показано, что переменность радиоизлучения блазаров на красных смещениях  $z \geq 2$  достигает более 0.30 на 4.7 и 22.3 ГГц. Проанализирована временная структура кривой блеска радиоизлучения блазара J0238+1626. Характерный временной масштаб вариаций радиоизлучения блазара,  $\tau \sim 300$  дней, оценен с помощью метода структурных функций на 22.3 ГГц.

**VARIABILITY PROPERTIES OF BLAZARS IN THE RADIO BAND****K. V. Iuzhanina***Kazan Federal University*

The paper presents the properties of radio emission variability of 1 800 blazars obtained on the basis of measurements at the RATAN-600 radio telescope at 1.2–22 GHz in 2006–2023. It is shown that the radio variability index reaches 0.40–0.50 at 4.7 and 22.3 GHz according to analysis of long-term (more than 10 years) time series with high cadence of measurements ( $N_{obs} > 70$ ). The radio variability of blazars at redshifts  $z \geq 2$  reaches more than 0.30 at 4.7 and 22.3 GHz. We analyze the temporal structure of the radio light curve of blazar J0238+1626. The characteristic time scale of variations  $\tau \sim 300$  days is estimated at 22.3 GHz.

**Введение**

Исследование переменности радиоизлучения активных ядер галактик (АЯГ) играет важную роль в понимании их природы. Оптимальными объектами для этого являются блазары – немногочисленные яркие АЯГ, релятивистский джет которых направлен близко по лучу зрения наблюдателя (до  $20^\circ$ ) [1]. Наблюдаемая переменность нетеплового радиоизлучения блазаров, масштаб которой варьируется от часов до десятилетий, определяется особенностями работы джета, от которого и детектируется основная часть радиоизлучения. Блазары излучают во всем электромагнитном спектре и в широком диапазоне красных смещений, вплоть до  $z > 6$  [2], поэтому долговременные и многочастотные измерения их радиоизлучения могут эффективно использоваться для изучения эволюции внегалактических объектов.

На радиотелескопе РАТАН-600 измерения блазаров проводятся регулярно на частотах 1–22 ГГц с конца 90-х гг. [3–6], их результаты являются ценным вкладом в экспериментальную базу для изучения многочастотной переменности блазаров, так как геометрия антенны РАТАН-600 позволяет получать спектры радиоисточников на нескольких частотах одновременно [7]. В работе выполнен анализ переменности радиоизлучения выборки  $\sim 1\,800$

блазаров на частотах 1.2–22.3 ГГц на базе измерений РАТАН-600 в 2006–2023 гг. [4–6], которые суммированы в интерактивном каталоге VLcat ([www.sao.ru/blcat](http://www.sao.ru/blcat)). Для циклов наблюдений в июне и августе 2023 г. автором была выполнена обработка и калибровка измерений, проведенных на двух радиометрических комплексах, 1.2–22.3 и 4.7–22.3 ГГц. Измерены значения спектральных плотностей потоков для пары десятков блазаров, в том числе для блазара J0238+1626 (АО 0235+16), который показал начало роста спектральной плотности потока на частотах 4.7–22.3 ГГц (см. рисунок). С использованием метода структурных функций для неравномерных рядов проанализированы временная структура и масштаб переменности радиоизлучения блазара в 2005–2023 гг.

## Обработка измерений РАТАН-600

Для обработки наблюдательных данных использовались модули обработки измерений радиометров континуума РАТАН-600 FADPS (Flexible Astronomical Data Processing System) [8] и автоматизированная система обработки измерений [9]. Обработка состояла из следующих этапов: чистки записей от помех искусственного и естественного происхождения, сглаживания и осреднения для улучшения отношения сигнал/шум, измерений амплитуды отклика сигнала радиисточника при прохождении через диаграмму направленности телескопа, построения калибровочной кривой на каждой частоте, расчета спектральных плотностей потока на каждой частоте. При первичной обработке одномерных данных, получаемых в наблюдениях, первым шагом обычно является вычитание низкочастотной компоненты, шума и тренда. После вычитания составляющих фона производится осреднение нескольких записей с целью улучшения отношения сигнал/шум за счет увеличения времени накопления.

Автором были обработаны данные, полученные на радиотелескопе РАТАН-600 в июне и августе 2023 г. на двух радиометрических комплексах: первый комплекс — 7 длин волн (1.2, 2.3, 4.7, 8.2, 11.2, 14.4 и 22.3 ГГц), второй комплекс — 3 длины волны (4.7, 11.2 и 22.3 ГГц). Для расчета спектральных плотностей потоков на всех частотах построены калибровочные зависимости за оба цикла наблюдений. Значения спектральных плотностей потоков получены для всех 23 источников августовской выборки и для 18 источников июньской выборки. Построены широкополосные спектры радиисточников и кривая блеска блазара J0238+1626 в период 1997–2023 гг.

## Переменность радиоизлучения блазаров

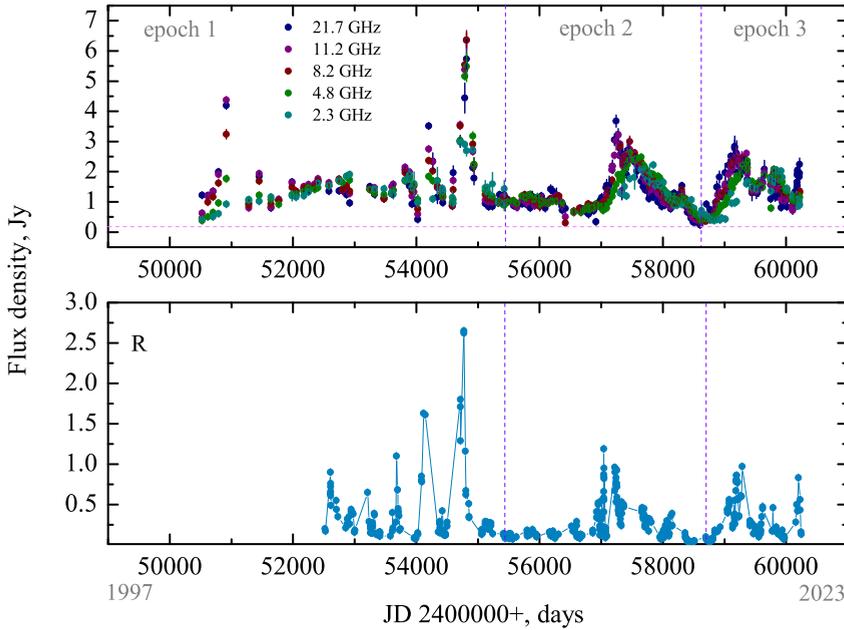
В работе использовались стандартные аналитические методы оценки параметров радиоизлучения — индекса переменности  $Var_S$  [10], радиосветимости, спектрального индекса. Получено, что средний индекс переменности радиоизлучения блазаров на масштабах измерений до 16 лет составляет от 0.20 до 0.30 на радиочастотах [11]. Индекс переменности растет с ростом частоты, что согласуется с общепринятым представлением о вариациях спектральной плотности потока, которые обусловлены излучением расширяющегося облака релятивистских частиц. Распределение индекса переменности статистически отличается для двух основных типов блазаров — лацертид (BL Lac) и квазаров с плоскими спектрами (flat spectrum radio quasar — FSRQ). Для лацертид получен больший индекс средней переменности на всех радиочастотах, что может объясняться большим вкладом доплеровского уярчения для лацертид, чем для FSRQ-блазаров.

Из каталога VLcat автором отобрана представительная подвыборка 32 блазаров с временным масштабом измерений не менее 10 лет и с числом измерений  $N_{obs}$  не менее 70. В результате получены значительно большие, чем по всему списку, значения индексов пере-

менности 0.53 и 0.43 на 22.3 и 4.7 ГГц соответственно, что, очевидно, является типичным уровнем переменности для блазаров. Также получено, что подвыборка 64 блазаров на  $z > 2$  и  $N_{obs} > 30$  демонстрирует широкий диапазон значений индекса переменности — от сотых долей до 0.60 на 22.3 ГГц со средним значением более 0.30 на частотах 4.7 и 22.3 ГГц.

## Переменность радиоизлучения блазара J0238+1626

Кривая блеска радиоизлучения блазара J0238+1626 на рисунке показана по измерениям, полученным на РАТАН-600 на частотах 2–22.3 ГГц в 1997–2023 гг. [3–6]. Оптические измерения приведены для сравнения и получены в 2002–2023 гг. в фильтре R оптического телескопа САО РАН Цейсс-100. Измерения на рисунке представлены по данным работы Vlasyuk et al., (2024, in preparation).



Кривая блеска блазара J0238+16, полученная на РАТАН-600 в 1997–2023 гг. (вверху) и на Цейсс-100 (внизу). Минимальное значение спектральной плотности потока наблюдалось в мае 2019 г. и соответствует 0.2 Ян на 22 ГГц (по данным Vlasyuk et al. (2024, in preparation))

Кривые блеска на радиочастотах демонстрируют медленные вариции радиоизлучения — порядка 1000 дней (см. рисунок) и коррелируют с оптическим излучением. Мы разбили кривые блеска на три эпохи. Первый интервал — с марта 1997 г. по октябрь 2010 г. (МJD с 50 510 по 55 500), в течение которого у блазара наблюдалось две вспышки. Первая произошла в июне—июле 1998 г., вторая началась в апреле 2008 г., исторически максимальное значение плотности потока наблюдалось в августе 2008 г. — 6.36 Ян на 8 ГГц. Вспышка закончилась в декабре 2010 г. Вторая эпоха — с октября 2010 г. по июль 2019 г. (МJD с 55 500 по 58 670), в этот период наблюдалась вспышка с максимальным значением спектральной плотности потока 3.68 Ян на 22 ГГц. В течение этого интервала времени минимальный уровень плотности потока на частоте 22 ГГц достиг 0.2 Ян в мае 2019 г. Третий интервал покрывает наблюдения между июлем 2019 г. и сентябрем 2023 г. (МJD = 58 670–60 189). На третьем интервале обнаружена одна вспышка, максимум которой (2.63 Ян на 22 ГГц) пришелся на декабрь 2020 г.

Для поиска характерной временной структуры и периодичностей в нестационарном процессе мы использовали известный метод структурных функций, который позволил нам количественно оценить временной масштаб вариаций радиоизлучения  $\tau = 300$  дней на частоте 22.3 ГГц.

## Заключение

В работе показано, что средний индекс переменности радиоизлучения большой выборки ярких блазаров на масштабах измерений до 16 лет составляет от 0.20 до 0.30. Но при анализе долговременных (более 10 лет) временных рядов с высокой скважностью измерений (не менее 70 за весь период) средний индекс переменности больше и достигает 0.40–0.50 на 4.7 и 22.3 ГГц, что, видимо, является типичным уровнем переменности радиоизлучения АЯГ. Индекс переменности блазаров на красных смещениях  $z \geq 2$  достигает более 0.30 на 4.7 и 22.3 ГГц. Анализ временной структуры кривой блеска радиоизлучения блазара J0238+1626 выявил характерный временной масштаб вариаций  $\tau \sim 300$  дней на частоте 22.3 ГГц в период 1997–2023 гг.

## Библиографические ссылки

- [1] *Urry C. M., Padovani P.* Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nucle // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 1995. — Vol. 107. — P. 803–845.
- [2] *Belladitta S., Moretti A., Caccianiga A. et al.* The first blazar observed at  $z > 6$  // Astronomy & Astrophysics. — 2020. — Vol. 635. — P. 1–7.
- [3] *Kovalev Y. Y., Nizhelsky N. A., Kovalev Yu. A. et al.* Survey of instantaneous 1–22 GHz spectra of 550 compact extragalactic objects with declinations from  $-30$  deg to  $+43$  deg // Astronomy and Astrophysics Supplement. — 1999. — Vol. 139. — P. 545–554.
- [4] *Mingaliev M. G., Sotnikova Yu. V., Udovitskiy R. Yu. et al.* RATAN-600 multi-frequency data for the BL Lac object // Astronomy & Astrophysics. — 2014. — Vol. 572. — P. 1–4.
- [5] *Mingaliev M., Sotnikova Yu., Mufakharov T. et al.* Simultaneous spectra and radio properties of BL Lacs // Astronomische Nachrichten. — 2017. — Vol. 338. — P. 700–714.
- [6] *Sotnikova Yu. V., Mufakharov T. V., Mingaliev M. G. et al.* The RATAN-600 Multi-Frequency Catalogue of Blazars - BLcat // Astrophysical Bulletin. — 2022. — Vol. 77. — P. 361–371.
- [7] *Korolkov D. V., Pariiskii Iu. N.* The Soviet RATAN-600 Radio Telescope // Sky and Telescope. — 1979. — Vol. 57. — P. 324.
- [8] *Verkhodanov O. V.* Multiwave Continuum Data Reduction at RATAN-600 // Astronomical Data Analysis Software and Systems VI, A.S.P. Conference Series. — 1997. — Vol. 125. — P. 46–49.
- [9] *Udovitskiy R. Yu., Sotnikova Yu. V., Mingaliev M. G. et al.* Automated system for reduction of observational data on RATAN-600 radio telescope // Astrophysical Bulletin. — 2016. — Vol. 71. — P. 496–505.
- [10] *Aller M. F., Aller H. D., Hughes P. A.* Pearson-Readhead Survey Sources: Properties of the Centimeter- Wavelength Flux and Polarization of a Complete Radio Sample // Astrophysical Journal. — 1992. — Vol. 399. — P. 16–28.
- [11] *Mufakharov T. V., Sotnikova Yu. V., Iuzhanina K.* Long-term radio variability properties of an extensive sample of bright blazars // Acta Astrophysica Taurica. — 2023. — Vol. 4. — P. 5–8.

# Научные сообщения



## ИК-ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ, СВЯЗАННЫХ С МЕТАНОЛЬНЫМИ МАЗЕРАМИ II КЛАССА

А. П. Бисярина, А. М. Соболев  
*Астрономическая обсерватория УрФУ*

Вспышки мазерных источников могут являться индикаторами аккреционных вспышек ассоциированного с ними молодого звездного объекта (МЗО). В последние годы одновременно со вспышкой мазера в нескольких объектах наблюдалось увеличение яркости МЗО в ИК или субмиллиметровом диапазоне. Массивные МЗО, связанные с метанольными мазерами II класса, погружены в пылевую оболочку, и в основном их излучение проявляется в длинноволновом диапазоне. В данной работе для более 100 объектов, для которых имеются изображения МЗО, полученные в 1.3 мм континууме с помощью ALMA, составлена база данных среднего и ближнего ИК-излучения на основе архивных данных NEOWISE и UKIDSS. Проанализировано, как излучение МЗО проявляет себя в ближнем и среднем ИК-диапазоне, исследована переменность этого излучения.

## IR EMISSION OF YOUNG STELLAR OBJECTS IN VICINITY OF CLASS II METHANOL MASERS

A. P. Bisyarina, A. M. Sobolev  
*Astronomical observatory of UrFU*

Maser flares can be indicators of the accretion bursts of the associated young stellar objects (YSOs). Recently, a simultaneous brightening in the IR or submillimeter sources and the related maser sources was observed for several objects. Massive YSOs, related to class II methanol masers emission, are usually embedded on a dust cocoon and their emission manifest in the long wavelengths. In this work we have constructed the database of the archive NEOWISE and UKIDSS emission data for more than hundred objects, for which 1.3 mm continuum images were obtained using ALMA. We have analyzed how the YSOs emission occurs in near and mid IR. We also study the variability of this emission.

## Введение

В 2015–2016 гг. для окрестностей объектов S255IR [1] и NGC 6334I [2] при мощных вспышках мазера было впервые зафиксировано сопутствующее увеличение яркости МЗО (в ИК и в субмиллиметровом диапазоне соответственно). В 2019 г. произошла мощная мазерная вспышка в объекте G358.93-0.03 [3]. По результатам наблюдений данного объекта на VLBI был обнаружен диск со спиральной структурой, построена карта распространения волны возмущения и получено наблюдательное свидетельство гидродинамических неустойчивостей в диске, приводящих к эпизодической аккреции [4]. Это исследование может являться подтверждением теоретических работ последних лет, которые предсказывали, что аккреция вещества на массивные МЗО происходит эпизодически [5].

Итак, вспышки мазерного излучения могут являться индикаторами аккреционной вспышки. В данный момент необходимо накопление данных одновременных наблюдений вспышек в мазерных линиях и ИК. Более доступными являются наблюдения в ближнем

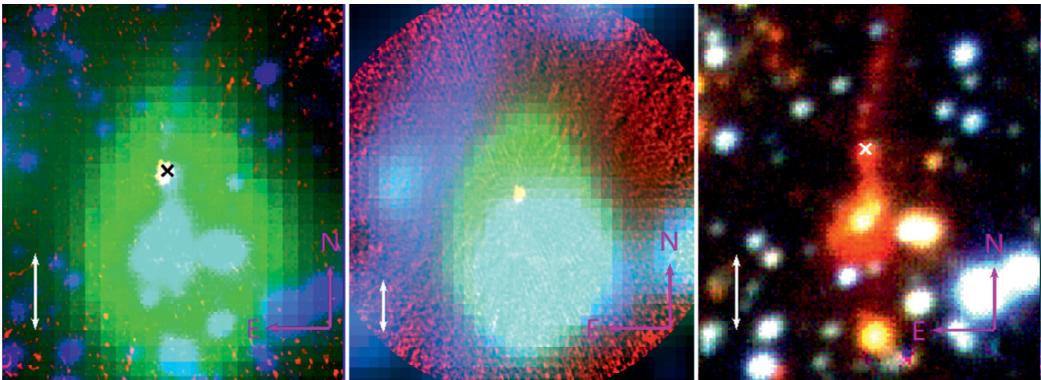
ИК. Однако объекты на данной стадии эволюции погружены в окружающее их газопылевое вещество и в основном проявляют свое излучение в длинноволновом диапазоне.

Вдобавок в ближнем ИК-диапазоне могут наблюдаться так называемые эффекты светового эха, когда излучение от центрального объекта подсвечивает края полостей—каверн, образованных истечениями [6], и центр излучения в ближнем ИК может не совпадать с направлением на МЗО, а сам источник излучения может иметь диффузную структуру. Часто мазерные источники находятся в тесных звездных полях, что затрудняет ассоциацию источника ближнего и среднего ИК-излучения с мазером.

В 2022 г. в сотрудничестве с УрФУ были проведены наблюдения на ALMA (Project ID: 2021.1.00311.S, руководитель программы Liu Sheng-yuan) для окрестностей более 169 объектов, связанных с метанольными мазерами II класса, которые образуются в окрестности массивных МЗО. В настоящей работе на основе архивных данных создана база данных ИК-излучения этих объектов. Проанализировано, в каких объектах и как проявляется ближнее и среднее ИК-излучение МЗО, являющегося источником мазерного излучения, есть ли смещение оптических центров излучения в ближнем ИК. Исследована переменность излучения ИК-источников.

## Построение базы данных ИК-излучения объектов, связанных с мазерными источниками, на основе архивных данных

В работе использованы данные из архивов WISE/NEOWISE в фильтрах W1 и W2, а также данные архивов UKIDSS в фильтрах JHK. Для каждого МЗО, для которого имеются данные изображений, полученные в 1.3 мм континууме с помощью ALMA, построены карты окрестностей, как на рисунке. Критериями ассоциации источников излучения в ближнем и среднем ИК с МЗО являются близость к мазерному источнику и к источнику ALMA, а также покраснение объекта, т. е. снижение яркости в фильтре W1 по сравнению с W2 и в фильтрах J и H по сравнению с K.



Карты окрестности объекта G22.357+0.066. На левой панели представлено комбинированное RGB изображение, на котором красный слой — изображение, полученное на ALMA, зеленый — в фильтре W2 архива NEOWISE, синий — в фильтре K UKIDSS. На средней панели синий слой — изображение в фильтре W1. На правой панели — изображения в фильтрах J (синий), H (зеленый), K (красный) архива UKIDSS. Крестом показано положение мазера. Длина белой стрелки — 5''

В случае отождествления объектов с МЗО по данным критериям, по имеющимся архивным данным исследована переменность источника. Так, в архиве UKIDSS исследована переменность на изображениях в двух эпохах наблюдения в фильтре К. В архиве NEOWISE для части объектов использованы фотометрические величины W1 и W2 из архива. Однако в половине случаев ближайший к мазеру объект не совпадает с ближайшим объектом из каталога, и была проведена фотометрия по изображениям для 16 эпох наблюдения NEOWISE.

## Заключение

Около 75 % исследуемых МЗО имеет объект в фильтре К, отождествленный по нашим критериям. И только 40 % МЗО излучают в фильтре J. Из тех объектов, которые отождествлены с МЗО и имеют две эпохи наблюдения в фильтре К, 20 % демонстрируют существенную переменность в эти даты. В дальнейшем собранные в данной работе данные планируется включить в базу данных мазерных источников, созданную в УрФУ [7], и опубликовать по адресу <https://maserdb.net>. Сведения, полученные в данной работе, будут, в частности, использованы при обнаружении новых мазерных вспышек и планировании ИК-наблюдений, сопровождающих мазерную вспышку.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 23-12-00258.

## Библиографические ссылки

- [1] *Caratti o Garatti A., Stecklum B., Garcia Lopez R., et al.* Disk-mediated accretion burst in a high-mass young stellar object // *Nature Physics*. — 2017. — Vol. 13, № 3. — P. 276–279.
- [2] *Hunter T. R., Brogan C. L., MacLeod G. et al.* An extraordinary outburst in the massive protostellar system NGC 6334I-MM1: quadrupling of the millimeter continuum // *Astrophys. J. Lett.* — 2017. — Vol. 837. — P. L29.
- [3] *Stecklum B., Wolf V., Linz H. et al.* Infrared observations of the flaring maser source G358.93-0.03. SOFIA confirms an accretion burst from a massive young stellar object // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 646. — P. A161.
- [4] *Burns R. A., Uno Y., Sakai J. et al.* A Keplerian disk with a four-arm spiral birthing an episodically accreting high-mass protostar // *Nature Astronomy*. — 2023. — Vol. 7. — P. 557–568.
- [5] *Meyer D. M.-A., Vorobyov E. I., Elbakyan V. G. et al.* Burst occurrence in young massive stellar objects // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 482. — P. 5459–5476.
- [6] *Stecklum B., Caratti o Garatti A., Hodapp K. et al.* Infrared variability, maser activity, and accretion of massive young stellar objects // *IAUS Proceedings*. — 2018. — Vol. 336. — P. 37–40.
- [7] *Ladeyschikov D. A., Bayandina O. S., Sobolev A. M. et al.* Online Database of Class I Methanol Masers // *Astronomical Journal*. — 2019. — Vol. 158. — P. 233.

## СОЗДАНИЕ БАЗЫ ДАННЫХ ДЛЯ АНАЛИЗА РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ МОЛЕКУЛ В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

А. Д. Гималиева<sup>1</sup>, А. Б. Островский<sup>1</sup>, С. В. Салий<sup>1</sup>, М. С. Кирсанова<sup>1,2</sup>  
<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, <sup>2</sup>Институт астрономии РАН

Сформирована предварительная база интегральных интенсивностей линий молекул  $^{13}\text{CS}$  ( $2-1$ ),  $\text{SiO}(2-1)$ ,  $\text{CCH}$  ( $N=1-0$ ,  $J=3/2-1/2$ ,  $F=2-1$ ),  $\text{N}_2\text{H}^+$  ( $1-0$ ),  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  ( $1-0$ ),  $\text{HCN}$  ( $J=1-0$ ,  $F=0-1$ ),  $\text{HN}^{13}\text{C}$  ( $1-0$ ),  $\text{HNCO}$  ( $4_{(0,4)}-3_{(0,3)}$ ),  $\text{CH}_3\text{CN}$  ( $5_1-4_1\text{E}$ ),  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2}-3_{1,2}$ ), наблюдаемых в источниках, находящихся в разных фазах звездообразования. База создается для решения задач кластеризации с применением методов машинного обучения.

## CREATING A DATABASE TO ANALYSE THE RESULTS OF MOLECULAR LINES OBSERVATIONS IN STAR-FORMING REGIONS

A. D. Gimalieva<sup>1</sup>, A. B. Ostrovskii<sup>1</sup>, S. V. Salii<sup>1</sup>, M. S. Kirsanova<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>Ural Federal University, <sup>2</sup>Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

We created the preliminary database of integrated intensities of molecular lines  $^{13}\text{CS}$  ( $2-1$ ),  $\text{SiO}(2-1)$ ,  $\text{CCH}$  ( $N=1-0$ ,  $J=3/2-1/2$ ,  $F=2-1$ ),  $\text{N}_2\text{H}^+$  ( $1-0$ ),  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  ( $1-0$ ),  $\text{HCN}$  ( $J=1-0$ ,  $F=0-1$ ),  $\text{HN}^{13}\text{C}$  ( $1-0$ ),  $\text{HNCO}$  ( $4_{(0,4)}-3_{(0,3)}$ ),  $\text{CH}_3\text{CN}$  ( $5_1-4_1\text{E}$ ),  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $4_{2,2}-3_{1,2}$ ) observed in sources that are in different phases of star formation. These values are going to be used for cluster analysis with machine learning methods.

## Введение

Молекулярные облака представляют собой обширные области повышенной плотности межзвездного вещества, в которых накапливаются газ и пыль, формируя сложные структуры, служащие местами рождения звезд. Выделяют разные категории молекулярных облаков в зависимости от их физических свойств (массы, размера, плотности, температуры и т. д.) и стадии эволюции. Молекулярные облака проходят через различные этапы эволюции — от начального сжатия и фрагментации облака до формирования звезд. Изучение молекулярных облаков важно для понимания процессов, приводящих к звездообразованию, и роли этих облаков в общей динамике и эволюции галактик. Поскольку молекулярные облака из-за межзвездной пыли непрозрачны для наблюдений в оптическом диапазоне, современные методы наблюдения, включая наблюдения в радио- и ИК-диапазоне, сыграли ключевую роль в изучении физико-химических свойств молекулярных облаков и их влияния на формирование звезд.

В литературе облака межзвездного газа делят на разные типы в зависимости от различных параметров, чаще всего от плотности  $n$  и температуры  $T$ . В табл. 1 содержатся типы облаков и характерные для них значения плотности  $n$  и температуры  $T$ , взятые из работ [1, 2]. В работах [3, 4] приводится классификация молодых маломассивных звездных объектов в зависимости от значения спектрального индекса  $\alpha$ , определяемого как

$$\alpha = \frac{d \log \lambda F_\lambda}{d \log \lambda}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны;  $F_\lambda$  — поток излучения на длине волны  $\lambda$ . Выделяют три следующих класса молодых дозвездных объектов на основе значения  $\alpha$ :

- class 0: не регистрируем на  $\lambda < 10$  мкм;
- class I:  $0 < \alpha \leq 3$ ;
- class II:  $-2 \leq \alpha \leq 0$ ;
- class III:  $-3 \leq \alpha \leq -2$ .

Помимо простых одно- и двумерных классификаций существуют также классификации и по большему числу критериев. Например, классификация для темных облаков, сгустков и ядер, представленная в работе [5], содержит шесть признаков (табл. 2).

Таблица 1. Типы облаков в зависимости от плотности  $n$  и температуры  $T$

| Тип облаков         | $n$ , см <sup>-3</sup> | $T$ , К          |
|---------------------|------------------------|------------------|
| Молекулярные облака | $400 - 10^6$           | $5 - 500$        |
| Диффузные облака    | $100 - 1000$           | $15 - 80$        |
| Темные облака       | $10^2 - 10^4$          | $10 - 100$       |
| Горячие ядра        | $> 10^6$               | $\sim 100 - 500$ |
| Плотные ядра        | $10^4 - 10^6$          | $\sim 10$        |

Таблица 2. Классификация темных облаков (clouds), сгустков (clumps) и ядер (cores)

|                                     | Темные облака | Темные сгустки | Темные ядра  |
|-------------------------------------|---------------|----------------|--------------|
| Масса, $M_{\odot}$                  | $103 - 104$   | $50 - 500$     | $0.5 - 5$    |
| Размер, пк                          | $2 - 15$      | $0.3 - 3$      | $0.03 - 0.2$ |
| Средняя плотность, см <sup>-3</sup> | $50 - 500$    | $103 - 104$    | $104 - 105$  |
| Дисперсия скоростей, км/с           | $2 - 5$       | $0.3 - 3$      | $0.1 - 0.3$  |
| Время пересечения, млрд лет         | $2 - 4$       | $\approx 1$    | $0.5 - 1$    |
| Температура газа, К                 | $\approx 10$  | $10 - 20$      | $8 - 12$     |

Как видно, существует множество всевозможных классификаций молекулярных облаков, учитывающих разные признаки. В связи с наличием и активным использованием в литературе таких эмпирических классификаций мы задались вопросом, будем ли мы наблюдать выделение групп источников при решении задач кластеризации с учителем и без учителя при использовании данных спектральных наблюдений молекул.

Важные сведения о составе, температуре и плотности облаков дает нам радиоизлучение, поскольку на этот диапазон приходится большое число серий вращательных переходов самых разных молекул, начиная от простых двухатомных, заканчивая сложными органическими молекулами, содержащими шесть и более атомов. Известны молекулы, излучение которых принято считать характерным для соответствующих типов облаков, поскольку для возбуждения различных молекул требуются разные физические условия. Поэтому для решения задачи кластеризации с использованием методов машинного обучения в качестве будущих признаков были выбраны спектральные данные (интегральные интенсивности, ширины линий, лучевые скорости).

## Результаты

При формировании базы отбирались значения интегральных интенсивностей молекул из статей [6–15], а также из архивных данных 30-метрового телескопа IRAM<sup>1</sup>.

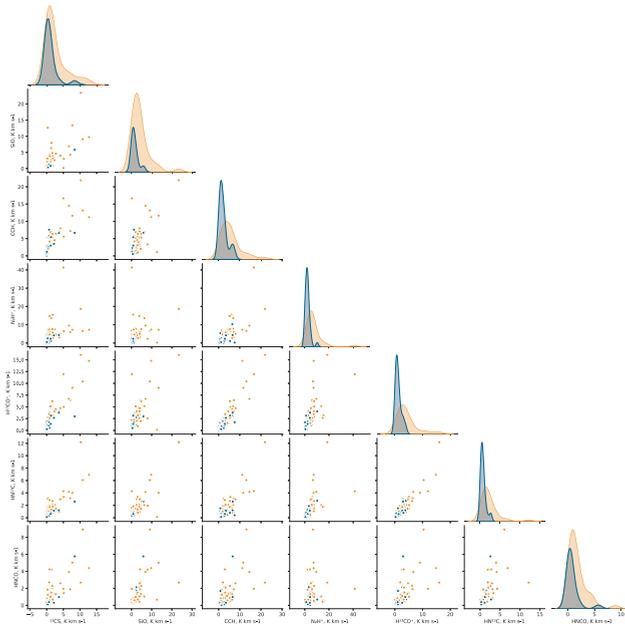
<sup>1</sup><https://iram-institute.org/science-portal/data-archive/>

В базу в настоящее время внесены значения интегральных интенсивностей линий молекул в единицах К-км/с в спектральном диапазоне 80–112 ГГц, и интегральные интенсивности линии  $\text{CH}_3\text{OH}$  на частоте 218.440 ГГц (табл. 3).

Таблица 3. Параметры линий молекул, которые брались при построении базы данных

| Молекула                   | Переход                               | $\nu$<br>ГГц |
|----------------------------|---------------------------------------|--------------|
| $^{13}\text{CS}$           | 2 – 1                                 | 92.494       |
| SiO                        | 2 – 1                                 | 86.846       |
| CCH                        | $N = 1 - 0, J = 3/2 - 1/2, F = 2 - 1$ | 87.316       |
| $\text{N}_2\text{H}^+$     | 1 – 0                                 | 93.173       |
| $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ | 1 – 0                                 | 86.754       |
| HCN                        | $J = 1 - 0, F = 0 - 1$                | 88.633       |
| $\text{HN}^{13}\text{C}$   | 1 – 0                                 | 87.090       |
| HNCO                       | $4_{(0,4)} - 3_{(0,3)}$               | 87.925       |
| $\text{CH}_3\text{CN}$     | $5_1 - 4_1 \text{ E}$                 | 91.985       |
| $\text{CH}_3\text{OH}$     | $4(2, 2) - 3(1, 2)$                   | 218.440      |

Сейчас в базе содержатся данные для 78 источников, но не для всех источников данные полны из-за недостаточно высокого отношения Сигнал/Шум, тем не менее методом HDBSCAN<sup>2</sup> выделено два кластера, что показано на диаграмме рассеяния (см. рисунок). Полученная кластеризация нуждается в дальнейшем анализе.



Диаграммы рассеяния, построенные с учетом пробной кластеризации данных при помощи метода HDBSCAN

Работа А. Б. Островского выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038. Работа С. В. Салий выполнена

<sup>2</sup><https://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.cluster.HDBSCAN.html>

при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019. Based on data from the IRAM Science Data Archive. These data were obtained by R. Bachiller, B. LeFloch with the IRAM 30-meter telescope under project number 012-12.

## Библиографические ссылки

- [1] *Сурдин В. Г.* Рождение звезд. — Едиториал УРСС, 1999. — 232 с.
- [2] *van Dishoeck E. F.* Organic matter in space - An overview // *Organic Matter in Space* / ed. by Sun Kwok, Scott Sanford. — 2008. — Vol. 251. — P. 3—16. 0807.0857.
- [3] *Lada Ch. J.* Star formation: from OB associations to protostars. // *Star Forming Regions* / ed. by Manuel Peimbert, Jun Jugaku. — 1987. — Vol. 115. — P. 1.
- [4] *Andre Philippe, Ward-Thompson Derek, Barsony Mary.* Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 406. — P. 122.
- [5] *Bergin E. A., Tafalla M.* Cold Dark Clouds: The Initial Conditions for Star Formation // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 45, № 1. — P. 339—396. 0705.3765.
- [6] *Gerner T., Shirley Y. L., Beuther H. et al.* Chemical evolution in the early phases of massive star formation. II. Deuteration // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 579. — P. A80. 1503.06594.
- [7] *Agúndez M., Marcelino N., Cernicharo J. et al.* A sensitive  $\lambda$  3 mm line survey of L483. A broad view of the chemical composition of a core around a Class 0 object // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 625. — P. A147. 1904.06565.
- [8] *Cuadrado S., Goicoechea J. R., Cernicharo J. et al.* Complex organic molecules in strongly UV-irradiated gas // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 603. — P. A124. 1705.06612.
- [9] *Cummins S. E., Linke R. A., Thaddeus P.* A Survey of the Millimeter-Wave Spectrum of Sagittarius B2 // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1986. — Vol. 60. — P. 819.
- [10] *Kalenskii S. V., Mikhееva E. A.* Spectral Survey of the Star Formation Region DR21OH in the 4 mm Wavelength Range // *arXiv e-prints.* — 2023. — P. arXiv:2310.03858. 2310.03858.
- [11] *Caux E., Kahane C., Castets A. et al.* TIMASSS: the IRAS 16293-2422 millimeter and submillimeter spectral survey. I. Observations, calibration, and analysis of the line kinematics // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 532. — P. A23. 1103.5347.
- [12] *Le Gal R., Öberg K. I., Huang J. et al.* A 3 mm Chemical Exploration of Small Organics in Class I YSOs // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 898, № 2. — P. 131. 2006.12526.
- [13] *Pirogov L., Ojha D. K., Thomasson M. et al.* Molecular-line and continuum study of the W40 cloud // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 436, № 4. — P. 3186—3199. 1309.6188.
- [14] *Rivière-Marichalar P., Fuente A., Goicoechea J. R. et al.* Abundances of sulphur molecules in the Horsehead nebula. First NS<sup>+</sup> detection in a photodissociation region // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 628. — P. A16. 1906.09932.
- [15] *Turner B. E.* A Molecular Line Survey of Sagittarius B2 and Orion-KL from 70 to 115 GHz. II. Analysis of the Data // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1991. — Vol. 76. — P. 617.

## ИЗМЕНЕНИЕ ПРОФИЛЯ СИНЕГО КРЫЛА ЛИНИИ $H\alpha$ В СПЕКТРЕ МОЛОДОЙ ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ V645 CYG

С. Ю. Горда, А. П. Бисярина, А. М. Соболев

*Коуровская астрономическая обсерватория Уральского федерального университета*

Приведены результаты 7-летнего (2017—2023) спектрального исследования молодой переменной звезды V645 Cyg, являющейся объектом Ae/Be Хербига и расположенной в области активного звездообразования. Исследовалась область спектра в районе линии  $H\alpha$ . Наряду с обнаруженными ранее значительным возрастанием блеска и покраснением цвета V645 Cyg увеличение абсорбционной составляющей синего крыла профиля линии  $H\alpha$  интерпретируется в рамках предположения уменьшения оптической толщины расширяющегося газопылевого кокона и увеличения видимости нагретых излучением звезды областей газопылевой оболочки.

## CHANGES IN THE BLUE WING PROFILE OF THE $H\alpha$ LINE IN THE SPECTRA OF THE YOUNG VARIABLE STAR V645 CYG

S. Yu. Gorda, A. P. Bisyarina, A. M. Sobolev

*Kourouka observatory of the Ural Federal University*

The results of a 7-year (2017—2023) spectral study of the young variable star V645 Cyg, which is a Herbig Ae/Be object and located in a region of active star formation, are presented. The spectral region in the  $H\alpha$  line was studied. Along with the previously discovered significant increase in the brightness and reddening of the color of V645 Cyg, the increase in the absorption component of the blue wing of the  $H\alpha$  line profile is interpreted within the framework of the assumption of a decrease in the optical thickness of the expanding gas-dust cocoon and an increase in the visibility of regions of the gas-dust envelope heated by the star's radiation.

## Введение

Переменность V645 Cyg была открыта Хоффмейстером, Рольфс и Анертом в 1950 г. [1]. Несмотря на общее мнение, что V645 Cyg — молодой звездный объект, до сих пор нет единого мнения о его физических параметрах. Согласно одному из недавних исследований V645 Cyg — это молодая массивная звезда главной последовательности В-типа, которая уже прошла стадию протозвездной аккреции и освобождается от своего газопылевого кокона [2]. Такие молодые звездные объекты редки, потому что они довольно массивны и быстро эволюционируют. Они обычно глубоко погружены в пылевую оболочку, и их излучение проявляет себя лишь в инфракрасном диапазоне [3]. V645 Cyg — один из немногих объектов такого класса, видимый в оптике. Одной из причин этого является ориентация плоскости околос звездного диска, практически совпадающая с картинной плоскостью [2, 4].

Исследование изменений блеска V645 Cyg проводилось в основном в ИК-диапазоне. Имеются только три ряда наблюдений в оптическом диапазоне, это самые первые фотографические наблюдения Хоффмейстера и др. [1] 50-х гг. прошлого века, Шевченко и др. [5] 1985—2000 гг. и ПЗС-наблюдения авторов данного сообщения 2009—2012 гг. [6]. В отличие от результатов фотометрических наблюдений Хоффмейстера и др. [1] и Шевченко и др. [5]

фотометрические наблюдения авторов [6] показали значительный рост блеска и покраснения V645 Cyg в последние 15 лет. На основе полученных данных был сделан вывод, что одной из возможных причин, объясняющих переменность, рост блеска и покраснения звезды, наблюдаемых в оптике, может быть рассеивание газопылевого кокона, окружающего звезду, в результате которого излучение из внутренних, нагретых излучением звезды, областей пылевой оболочки становится в большей степени видно наблюдателю.

Одновременно с исследованием блеска V645 Cyg в Коуровской обсерватории в последние 7 лет был получен большой ряд спектров этой звезды. В сообщении приводятся результаты спектрального исследования данной звезды, подтверждающие выдвинутую ранее версию уменьшения оптической толщины газопылевого кокона, окружающего V645 Cyg.

## Спектрофотометрия звезды V645 Cyg в Коуровской обсерватории

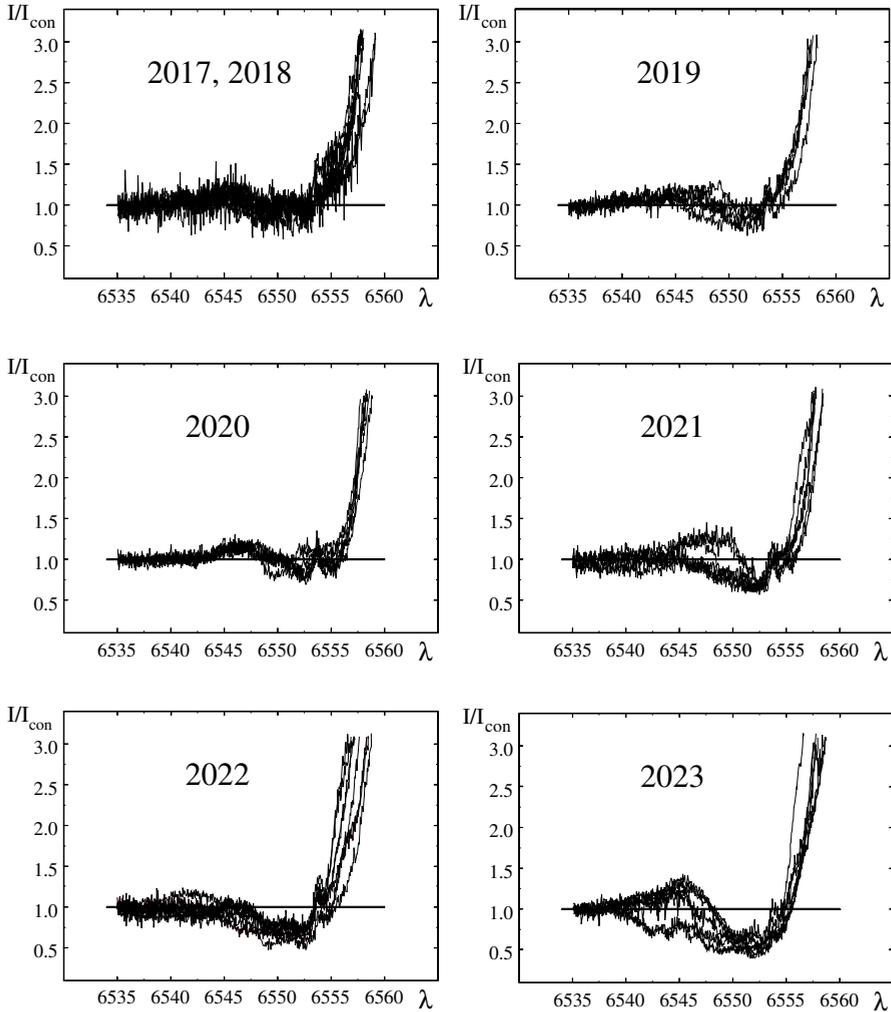
Спектральное исследование переменной V645 Cyg проводилось с октября 2017 по ноябрь 2023 г. на 1.2-м альт-азимутальном телескопе Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета, оснащенный оптоволоконным эшелле-спектрометром высокого разрешения. Всего было получено 48 эшелле-спектров с разрешением  $R = 15\,000$ . Регистрация спектров проводилась с использованием ПЗС-камеры ANDOR DZ936N-BEX-DD ( $2\,048 \times 2\,048$ , 13.5 мкм), с охлаждением чипа до температуры  $-85^\circ\text{C}$ .

Самой яркой деталью в спектре V645 Cyg являлась эмиссионная линия  $\text{H}\alpha$ . Форма профиля этой линии, особенно синего крыла, менялась на протяжении всего времени наблюдений. Наряду с небольшими изменениями формы профиля на интервалах времени от суток до нескольких месяцев, на всем протяжении наших наблюдений, порядка 7 лет, наблюдался систематический рост абсорбционной составляющей в синем крыле линии. Форма профиля линии  $\text{H}\alpha$ , особенно в последний 2023 г. наблюдений, стала напоминать классический профиль типа P Cyg, но с существенно более слабой абсорбционной частью. Изменения синей части профиля линии  $\text{H}\alpha$  с течением времени приведены на рисунке. Видно, что в профилях 2017, 2018 гг. практически отсутствует значимая абсорбционная составляющая, которая постепенно увеличивается далее от года к году. Следует обратить внимание, что в 2023 г. профиль линии  $\text{H}\alpha$  окончательно приобрел черты профиля P Cyg. Особенно это заметно в последнем, полученном 5 ноября 2023 г., спектре V645 Cyg (см. рисунок).

Если сопоставить полученный результат с данными многолетних фотометрических наблюдений (2009–2022), проведенных в Коуровской обсерватории [6], в результате которых было зафиксировано увеличение блеска V645 Cyg в фильтре  $V$  на  $\sim 1.0^m$ , в фильтре  $R$  на  $\sim 1.4^m$  и в фильтре  $I$  на  $\sim 2.0^m$ , и интерпретированных как уменьшение оптической толщины расширяющегося газопылевого кокона, окружающего V645 Cyg, то увеличение глубины абсорбционной составляющей профиля линии  $\text{H}\alpha$  также вполне укладывается в это предположение. Следует отметить, что согласно данным фотометрических наблюдений 2023 г., выполненных одним из авторов данной публикации, блеск V645 Cyg за год вырос еще на  $\sim 0.3^m$  во всех  $VRI$  фильтрах, поэтому становится понятным, почему абсорбции синего крыла профиля линии  $\text{H}\alpha$  в спектрах 2023 г. проявляются значительно сильнее, чем в предыдущие годы. Причиной небольших изменений формы абсорбционного профиля на временах порядка нескольких месяцев, которые можно видеть на рисунке, могут являться неоднородности самого кокона — газовые потоки, каверны и т. п.

Следует также отметить, что за все время наблюдений изменение эквивалентной ширины ( $EW$ ) линии  $\text{H}\alpha$  носило сугубо случайный характер, с величинами полуамплитуды разброса значений  $(EW_{max} - EW_{min})/2 = 28$  и среднеквадратического отклонения  $\sigma_{EW} = \pm 14$

соответственно, а также с небольшим постепенным увеличением среднего значения  $\overline{EW}$  на величину  $\Delta\overline{EW} = 20$  к концу периода наблюдений относительно начального значения.



Профили синего крыла линии  $H\alpha$  в спектре V645 Cyg, распределенные по годам наблюдений. Последний полученный профиль от 05.11.2023 показан толстой линией

## Заключение

Приведенные в данной публикации результаты спектрального исследования молодой массивной звезды V645 Cyg, а именно обнаружение усиления в синем крыле линии  $H\alpha$  абсорбционного профиля в дополнение к результатам фотометрии, позволяют предположить, что одной из возможных причин возникновения этих эффектов может быть дальнейшее рассеивание расширяющегося, неоднородного газопылевого кокона, окружающего звезду,

в результате которого излучение из внутренних, нагретых излучением звезды областей пылевой оболочки становится в большей степени видно наблюдателю. Известно также, что молодые звезды на этой стадии часто демонстрируют явления аккреции и истечения вещества. Наблюдаемые изменения излучения могут быть обусловлены усилением аккреции вещества оболочки на поверхность звезды, что, в свою очередь, приводит к усилению темпа истечения вещества в виде звездного ветра, а следовательно, и к усилению абсорбционной составляющей синего крыла спектральных линий. В свою очередь, усиление ветра способствует более эффективному рассеиванию окружающего звезду газопылевого кокона. Дальнейшие фотометрические и спектральные наблюдения V645 Cyg позволят более определенно установить природу наблюдаемых изменений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

## Библиографические ссылки

- [1] *Hoffmeister C., Rohlf E., Ahnert P.* Die veraenderlichen Sterne der noerdlichen Milchstrasse Teil VI // // Veroeffentlichungen der Sternwarte Sonneberg. — 1951. — Vol. 5. — P. 413–498.
- [2] *Miroshnichenko A. S., Hofmann K. H., Schertl D. et al.* A new spectroscopic and interferometric study of the young stellar object V645 Cygni // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 498, № 1. — P. 115–126.
- [3] *Zinnecker H., Yorke H. W.* Toward Understanding Massive Star Formation // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 45, № 1. — P. 481–563.
- [4] *Val'ts I. E., Slysh V. I., Voronkov M. A., Migenes V.* A Protoplanetary Disk in V645 Cyg As Seen with H<sub>2</sub>O and Methanol Masers // *Exotic Stars as Challenges to Evolution* / ed. by Christopher A. Tout, Walter van Hamme : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2002. — Vol. 279. — P. 279.
- [5] *Shevchenko V. S., Grankin K. N., Ibragimov M. A. et al.* Periodic Phenomena in Ae/be Herbig Stars Lightcurves - Part One - Lightcurves Classification and Digital Analysis Methods // *Astrophys. Space. Sci.* — 1993. — Vol. 202, № 1. — P. 121–136.
- [6] *Gorda S. Yu., Bisyarina A. P., Sobolev A. M., Parfenov S. Yu.* Long-term brightness and color variations of the young variable star V645 Cyg // *Peremennye Zvezdy.* — 2022. — Vol. 42, № 11. — P. 87–105.

## МЕТОДЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ В ИПА РАН

М. С. Грибанова

*Институт прикладной астрономии РАН*

В данной работе приведены результаты тестирования и апробации различных методик прогнозирования параметров вращения Земли, используемых в ИПА РАН. Такими методами стали авторегрессия проинтегрированного скользящего среднего, локальная аппроксимация и BayesianRidge. Изложена краткая теория алгоритмов, показаны результаты и их точность в сравнении с результатами IERS. Проведен анализ быстродействия и трудоемкости методов.

## METHODS OF THE EARTH ORIENTATION PARAMETERS PREDICTION IN THE IAA RAS

M. S. Gribanova

*Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences*

This paper presents testing and approbation results of the various methods of the Earth orientation parameters prediction used in the IAA RAS. These methods are autoregressive integrated moving average, local approximation, BayesianRidge. A brief overview of theoretical foundation has been given. The results and their accuracy are shown in comparison with the results of IERS. The analysis of the speed and complexity of the methods has been given.

## Введение

Одной из задач фундаментального координатно-временного обеспечения является определение параметров вращения Земли: координат полюса  $X$  и  $Y$  и всемирного времени UT1—UTC. Для непрерывной и точной работы глобальных навигационных спутниковых систем GPS, ГЛОНАСС, Galileo и других методов космической геодезии требуются значения ПВЗ не только в реальном времени, но и вычисленные на будущие моменты, обычно на 15 суток вперед. На данный момент, в силу невозможности создания идеальной аналитической теории вращения Земли, реализация наиболее точного и обоснованного (в то же время менее трудоемкого и затратного) численного метода прогнозирования ПВЗ как на длительных, так и на краткосрочных промежутках времени остается актуальной. В ИПА РАН прогноз ПВЗ необходим для обработки ГНСС наблюдений и лазерной локации спутников. При этом важно иметь свой собственный ряд, так как Международная служба вращения Земли (IERS) может выпускать официальный ряд с задержкой на 1–2 дня.

## Используемые методы

Обычно наиболее эффективной методикой в прогнозировании является комбинация различных алгоритмов и разложение ряда на составляющие. При разделении ряда на трендовую, сезонную и шумовую компоненты с последующим прогнозированием каждой части

своим методом точность СКО повышается. Для тренда строится полином заданной степени и определяются коэффициенты, наиболее близко описывающие поведение ряда с помощью метода наименьших квадратов. Далее полином дорабатывается до искомым значений. Для сезонной части происходит построение гармонической модели с помощью нахождения основных периодических составляющих ряда методом быстрого дискретного преобразования Фурье. Это могут быть годовые, полугодовые и сезонные циклы. Остаток ряда представляет собой случайные выбросы и шум, к которым, как правило, применяются регрессионные модели.

На данный момент по такому алгоритму работает самый ранний из внедренных методов АРПСС [1]. После вычитания полиномиальной и сезонной составляющей для прогноза стохастической части используется авторегрессия проинтегрированного скользящего среднего (АРПСС). Модель комбинирует авторегрессионные и скользящие средние модели. Составляется функция, включающая прошлые значения ряда и прошлые значения ошибок ряда со своими коэффициентами. Число слагаемых определяется параметрами авторегрессии и скользящего среднего. На прогнозируемое значение влияет ценность предыдущих значений и их ошибок. Третий параметр — интегрирование — определяет, сколько нужно взять разностей временного ряда для перехода к стационарному ряду. Уточнение оценок параметров производится методом максимального правдоподобия.

Также была произведена апробация метода локальной аппроксимации (ЛА) [2]. Метод схож с авторегрессионными моделями, но его отличительная особенность заключается в локальности строящейся модели, т. е. в ограничении некоторой окрестностью, ближайшей по значениям к последним известным точкам ряда. Результаты не уступают АРПСС даже без разложения исходного ряда на составляющие.

Для достижения более высокой точности прогнозов были опробованы разные методы, основанные на машинном обучении. Были апробированы модели Python-пакетов, в частности `sklearn`, которые довольно удобно и быстро можно подключить и использовать. Наиболее удачные результаты показала регрессионная модель `BayesianRidge` [3]. Она использует теорему Байеса для оценки вероятности набора параметров с учетом наблюдаемых данных. Основное различие между традиционной линейной регрессией и байесовской регрессией заключается в предположении, что данные не следуют нормальному распределению. В байесовском подходе данные сопровождаются дополнительной информацией в виде априорного распределения вероятности.

## Выводы

Точность краткосрочных прогнозов (до 5 дней) всех методов, как правило, находится на уровне прогнозов IERS. Среднесрочные и долгосрочные прогнозы первых двух методов уступают прогнозам IERS, зато `BayesianRidge` показывает приличные результаты в сравнении с другими алгоритмами. Но, несмотря на хорошие результаты в выборке за год, при подробном рассмотрении оказалось, что метод нестабилен. Например, для прогнозов от 10 суток результаты СКО всемирного времени варьируются от 0.8 до 8 мс. Вероятно, эта проблема решается подбором опорного интервала и управляющих параметров в каждом отдельном случае. Прогноз гармонической части можно найти, дополнив ряд с помощью гармонической модели или применив любой из методов регрессии. Статистика показывает, что байесова регрессия лучше справляется с этой задачей.

Ниже в таблице показаны результаты за 2023 г. всех методов. Приведено среднеквадратичное отклонение разностей финального ряда `finals.data` и полученных прогнозных значений.

СКО разности `finals.data` и прогноза конкретным методом за 2023 г.

| Method                        | Длина прогноза, дни |      |      |      |      |      |      |
|-------------------------------|---------------------|------|------|------|------|------|------|
|                               | 1                   | 2    | 3    | 4    | 5    | 10   | 15   |
| Полос по X, миллисекунды дуги |                     |      |      |      |      |      |      |
| АРИСС                         | 0.48                | 0.84 | 1.47 | 2.13 | 2.74 | 4.96 | 6.68 |
| ЛА                            | 0.34                | 0.90 | 1.58 | 2.24 | 2.90 | 5.78 | 8.02 |
| BayesianRidge                 | 0.25                | 0.72 | 1.35 | 1.98 | 2.52 | 4.64 | 5.91 |
| IERS                          | 0.90                | 1.03 | 1.31 | 1.73 | 2.21 | 3.89 | 5.19 |
| Полос по Y, миллисекунды дуги |                     |      |      |      |      |      |      |
| АРИСС                         | 0.36                | 0.73 | 1.19 | 1.66 | 1.99 | 3.54 | 5.02 |
| ЛА                            | 0.33                | 0.67 | 1.09 | 1.53 | 1.95 | 3.46 | 4.98 |
| BayesianRidge                 | 0.26                | 0.55 | 0.92 | 1.33 | 1.69 | 2.83 | 3.69 |
| IERS                          | 0.47                | 0.67 | 0.92 | 1.20 | 1.51 | 2.37 | 2.77 |
| UT1-UTC, миллисекунды         |                     |      |      |      |      |      |      |
| АРИСС                         | 0.08                | 0.14 | 0.21 | 0.28 | 0.37 | 1.09 | 1.87 |
| ЛА                            | 0.09                | 0.19 | 0.31 | 0.44 | 0.58 | 1.43 | 2.47 |
| BayesianRidge                 | 0.06                | 0.14 | 0.25 | 0.37 | 0.51 | 1.36 | 2.44 |
| IERS                          | 0.10                | 0.12 | 0.14 | 0.19 | 0.24 | 0.58 | 1.22 |

## Библиографические ссылки

- [1] *Malkin Z. M., Skurikhina E. A.* On prediction of EOP // Communications of the Institute of Applied Astronomy RAS. — 1996. — Vol. 93.
- [2] *Грибанова М. С., Скурихина Е. А.* Прогноз параметров вращения Земли с использованием методов локальной аппроксимации // Тр. ИПА РАН. — 2020. — Vol. 54. — P. 11–20.
- [3] `sklearn.linear_model.BayesianRidge` — scikit-learn 1.3.2 documentation. — [https://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.linear\\_model.BayesianRidge.html](https://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.linear_model.BayesianRidge.html). — Accessed: 2023-12-20.

## ТОЧНОСТЬ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ ВОЗРАСТА ПАР ТРАНСНЕПТУНОВЫХ ОБЪЕКТОВ НА БЛИЗКИХ ОРБИТАХ

В. Д. Гусев, Э. Д. Кузнецов  
*Уральский федеральный университет*

На основе анализа результатов численного моделирования выполнено исследование методов оценки возраста пар транснептуновых объектов: 1) анализ схождения линий узлов и линий апсид, 2) анализ минимумов метрики Холшевникова. Было выполнено моделирование вероятностной эволюции модельных пар транснептуновых объектов возрастом 10 млн лет. Получены ошибки определения возраста пар при различной точности определения орбит. Точность определения орбит 11 % известных транснептуновых объектов достаточна для оценки возраста пар 10–15 млн лет с точностью до 2–3 млн лет. Точность определения орбит 39 % известных транснептуновых объектов недостаточна для получения надежных оценок возраста при возрасте пар 10–15 млн лет.

## ACCURACY OF AGE ESTIMATION METHODS FOR PAIRS OF TRANS-NEPTUNIAN OBJECTS IN CLOSE ORBITS

V. D. Gusev, E. D. Kuznetsov  
*Ural Federal University*

On the basis of the analysis of the results of numerical modeling, the study of methods for estimating the age of pairs of transneptunian objects is performed: 1) analysis of the convergence of node lines and apsidal lines, 2) analysis of the minima of the Kholshchevnikov metric. We simulated the probabilistic evolution of model pairs of transneptunian objects 10 Myr old. We obtained errors in determining the ages of pairs at different orbital determination accuracies. The accuracy of determining the orbits of 11 % of known transneptunian objects is sufficient to estimate the ages of 10–15 Myr pairs with an accuracy of 2–3 Myr. The accuracy of determining the orbits of 39 % of known transneptunian objects is insufficient for obtaining reliable age estimates at the ages of 10–15 Myr pairs.

## Введение

В работе [1] было впервые высказано предположение о возможном существовании столкновительных семейств малых тел за орбитой Нептуна. Первое семейство, идентифицированное во внешней части Солнечной системы, было связано с карликовой планетой (136108) Науша [2]. В работе [3] выполнен поиск пар транснептуновых объектов (ТНО) на близких орбитах с большими полуосями более 30 а. е. Обнаружено 26 пар транснептуновых объектов, которые могут иметь общее происхождение.

Возможно, что в классическом поясе Койпера, в отличие от Главного пояса астероидов, доминирующим механизмом формирования пар и семейств малых тел является распад двойных и кратных ТНО, а не соударения. Сверхширокие двойные системы пояса Койпера могут распадаться при длительном взаимодействии с другими объектами того же класса [4]. Распад сверхшироких двойных ТНО может являться одним из механизмов формирования пар ТНО на близких орбитах в современную эпоху.

В данной работе исследованы методы оценки возраста пар ТНО. Рассмотрены модельные пары ТНО. Возраст пар оценен на основе анализа моментов схождения линий узлов и линий апсид (см., например, [5]), а также моментов достижения минимальных значений орбитальной метрики Холшевникова в пространстве кеплеровых орбит (см., например, [6]).

## Описание методики

**Анализ одновременных сближений линий узлов и линий апсид.** Молодые пары могут иметь заметно различающиеся большие полуоси  $a$  и эксцентриситеты  $e$ , но близкие значения долгот восходящих узлов  $\Omega$  и аргументов перицентра  $\omega$  (см., например, [7]). Разности долгот восходящих узлов  $\Delta\Omega$  и разности аргументов перицентров  $\Delta\omega$  компонентов пары ТНО должны одновременно стремиться к нулю в окрестности момента формирования.

**Анализ минимумов орбитальной метрики.** Так как орбиты фрагментов распада должны быть близки, минимум метрики должен указывать на момент формирования пары. В данной работе для оценки расстояния между орбитами используется орбитальная метрика Холшевникова  $\rho_2$  [8]. Обозначение метрики соответствует обозначению из [8].

Исследование методов оценки возраста пар ТНО выполняется на основе численного моделирования динамической эволюции компонентов распавшейся сверхширокой двойной системы. На первом этапе проводится интегрирование уравнений движения от момента образования пары  $t_0$  в будущее до момента  $t_1$  с целью создания пары ТНО заданного возраста  $\tau = t_1 - t_0$ . На втором этапе выполняется интегрирование уравнений движения от момента  $t_1$  в прошлое до момента  $t_2 < t_0$  с целью определения возраста пары методами анализа минимумов орбитальной метрики Холшевникова и анализа одновременных сближений линий узлов и линий апсид орбит объектов. При интегрировании в прошлое учитывается характерная для ТНО ошибка определения орбиты. Была исследована эволюция двух пар ТНО, относящихся к динамически холодному населению классического пояса Койпера, массы компонентов которых равны  $9.95 \cdot 10^{18}$  кг.

В работе [9] для динамически холодного населения классического пояса Койпера были получены критерии формирования пары ТНО в результате распада сверхширокой двойной системы под действием возмущений от Солнца и планет Солнечной системы. На основе критерия были определены динамические характеристики молодых пар ТНО непосредственно после их формирования. Было показано, что в момент распада расстояние между компонентами двойной системы принимает значение  $1.6 \pm 0.3$  радиуса сферы Хилла двойной системы, а относительная скорость компонентов равна второй космической скорости для массы двойной системы на объектоцентрическом расстоянии, равном относительному расстоянию между центрами масс объектов.

Чтобы оценить влияние неопределенности орбиты на оценку возраста, мы провели моделирование вероятностной эволюции модельных пар. При моделировании вероятностной эволюции генерировалось 500 клонов каждого компонента пары возрастом 10 млн лет. Клоны генерировались на основе разложения Холецкого для многомерных нормальных распределений (см., например, [10]). На основе ковариационных матриц ТНО (612388) 2002 PV170 и 1999 CN119 были получены элементы орбит клонов, моделирующих орбиту, известную с высокой и низкой точностью соответственно. Для одной пары был построен набор клонов, моделирующих орбиту, определенную со сверхвысокой точностью. В этом случае ошибки определения элементов орбиты были уменьшены в 10 раз по сравнению с моделированием при использовании ковариационной матрицы ТНО (612388) 2002 PV170.

Численное моделирование динамической эволюции компонентов пары выполнялось в пакете **Rebound**. Использовался модифицированный интегратор Эверхарта 15-го порядка с адаптивным шагом. Учитывались возмущения от четырех планет-гигантов и Плутона.

## Изложение результатов

На основе результатов численного интегрирования, используя критерии формирования пар ТНО, был оценен возраст модельных пар ТНО. Для каждой пары были получены две оценки возраста: 1) в виде среднего значения  $t_{\text{mean}}$  со стандартным отклонением  $\sigma_t$  и 2) медианное значение  $t_{\text{med}}$  с 5 и 95 % процентилями. В табл. 1 и 2 приведены оценки возраста модельных пар ТНО, полученные методами анализа схождения линий апсид и линий узлов и анализа метрики Холшевникова  $\rho_2$  соответственно.

Таблица 1. Оценки возраста модельных пар ТНО, полученные методом анализа схождения линий апсид и линий узлов

| Номер варианта | Номер пары | Точность определения номинальной орбиты | $t_{\text{mean}}$ , млн лет | $t_{\text{med}}$ , млн лет |
|----------------|------------|---|-----------------------------|----------------------------|
| 1              | 1          | Высокая                                 | $9.3 \pm 1.1$               | $9.2^{+2.1}_{-1.7}$        |
| 2              | 2          | Высокая                                 | $10.2 \pm 1.8$              | $9.8^{+4.0}_{-1.9}$        |
| 3              | 1          | Сверхвысокая                            | $10.05 \pm 0.20$            | $10.03^{+0.35}_{-0.25}$    |
| 4              | 1          | Низкая                                  | $6.5 \pm 4.1$               | $6.3^{+7.5}_{-5.5}$        |
| 5              | 2          | Низкая                                  | $8.0 \pm 3.8$               | $8.0^{+6.0}_{-5.8}$        |

Таблица 2. Оценки возраста пар ТНО, полученные методом анализа минимумов метрики Холшевникова  $\rho_2$

| Номер варианта | Номер пары | Точность определения номинальной орбиты | $t_{\text{mean}}$ , млн лет | $t_{\text{med}}$ , млн лет |
|----------------|------------|---|-----------------------------|----------------------------|
| 1              | 1          | Высокая                                 | $9.5 \pm 1.0$               | $9.4^{+1.9}_{-1.5}$        |
| 2              | 2          | Высокая                                 | $9.9 \pm 1.9$               | $9.9^{+3.3}_{-2.2}$        |
| 3              | 1          | Сверхвысокая                            | $10.08 \pm 0.26$            | $10.08^{+0.45}_{-0.41}$    |
| 4              | 1          | Низкая                                  | $2.9 \pm 4.0$               | $2.9^{+10.0}_{-2.9}$       |
| 5              | 2          | Низкая                                  | $4.0 \pm 4.6$               | $4.0^{+10.7}_{-4.0}$       |

Точный возраст модельных пар ТНО составляет 10 млн лет. В случае высокой и сверхвысокой точности определения орбит ТНО (варианты 1–3 в табл. 1 и 2) оба метода дают надежные оценки возраста пар. Точность оценок  $t_{\text{mean}}$  и  $t_{\text{med}}$  для пар ТНО с орбитами, определенными с высокой точностью, составляет 1–4 млн лет, а с орбитами, определенными со сверхвысокой точностью, — 0.20–0.45 млн лет. В случае орбит ТНО, определенных с низкой точностью (варианты 4–5 в табл. 1 и 2), ошибки оценки возраста превышают 4 млн лет. Причем ошибки оценок возраста, полученные с использованием метрики Холшевникова  $\rho_2$ , сравнимы с возрастом пары ТНО.

## Обсуждение результатов

Оценки возраста модельных пар ТНО, полученные на основе орбит низкой точности, не позволяют надежно определить возраст пар. При использовании орбит высокой и сверхвысокой точности имеется возможность получения надежных оценок возраста пар ТНО. Если возраст пары ТНО не превышает 15 млн лет, то для получения надежных оценок  $t_{\text{mean}}$  и

$t_{\text{med}}$  ошибки определения элементов орбит объектов не должны превышать соответствующие ошибки для ТНО 1999 CN119. Доля открытых ТНО, у которых ошибки определения орбит больше, составляет около 39 %. Около 11 % известных ТНО имеют ошибки определения элементов орбит меньше, чем для (612388) 2002 PV170. В случае если бы эти объекты образовывали пары на близких орбитах и имели возраст 10–15 млн лет, его можно было бы оценить с точностью до 2–3 млн лет.

## Заключение

На основе проведенного исследования методов оценки возраста пар ТНО на близких орбитах можно сделать следующие выводы. Для оценки возраста пар ТНО на интервалах 10–15 млн лет требуется, чтобы орбиты объектов были определены с высокой точностью. Только 11 % известных ТНО имеют орбиты, определенные с высокой точностью. В случае если бы эти объекты образовывали пары на близких орбитах, имеющие возраст 10–15 млн лет, его можно было бы оценить с точностью до 2–3 млн лет. Для 39 % известных ТНО, орбиты которых определены с низкой точностью, в том случае если они входят в пары на близких орбитах и имеют возраст 10–15 млн лет, оценки их возраста будут ненадежными.

## Библиографические ссылки

- [1] *Chiang E. I.* A Collisional Family in the Classical Kuiper Belt // *Astrophys. J. Lett.* — 2002. — Vol. 573, № 1. — P. L65–L68. astro-ph/0205275.
- [2] *Brown M. E., Barkume K. M., Ragozzine D., Schaller E. L.* A collisional family of icy objects in the Kuiper belt // *Nature.* — 2007. — Vol. 446, № 7133. — P. 294–296.
- [3] *Kuznetsov E. D., Al-Shiblawi O. M., Gusev V. D.* Dynamic Evolution of Pairs of Trans-Neptunian Objects // *Solar System Research.* — 2022. — Vol. 56, № 2. — P. 122–134.
- [4] *Campbell H. M., Stone L. R., Kaib N. A.* Close Trans-Neptunian Object Passages as a Driver of the Origin and Evolution of Ultrawide Kuiper Belt Binaries // *Astron. J.* — 2023. — Vol. 165, № 1. — P. 19. 2211.06383.
- [5] *Rosaev A., Plávalová E.* On relative velocity in very young asteroid families // *Icarus.* — 2018. — Vol. 304. — P. 135–142.
- [6] *Кузнецов Э. Д., Розаев А. Е., Плавалова Е. и др.* Поиск молодых пар астероидов на близких орбитах // *Астрон. вестн.* — 2020. — Т. 54, № 3. — С. 260–277.
- [7] *de León J., de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R.* Visible spectra of (474640) 2004 VN<sub>112</sub>-2013 RF<sub>98</sub> with OSIRIS at the 10.4 m GTC: evidence for binary dissociation near aphelion among the extreme trans-Neptunian objects // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 467, № 1. — P. L66–L70. 1701.02534.
- [8] *Kholshevnikov K. V., Kokhirova G. I., Babadzhanyan P. B., Khamroev U. H.* Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2016. — Vol. 462, № 2. — P. 2275–2283.
- [9] *Гусев В. Д., Кузнецов Э. Д.* Моделирование распада двойных транснептуновых объектов // *Науч. тр. ИНАСАН.* — 2023. — Т. 8, № 6. — С. 268–272.
- [10] *Пригарин С. М.* Численное моделирование многомерных гауссовских распределений. — Новосибирск : ИИЦ НГУ, 2018.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕТРА LBV-КАНДИДАТА В NGC 4736**

**Е. О. Дедов, А. С. Винокуров, А. Е. Костенков, Ю. Н. Соловьева**  
*Специальная астрофизическая обсерватория РАН*

Мы представляем результаты моделирования недавно полученного спектра LBV-кандидата J125055.8+410625 в галактике NGC 4736, проведенного с помощью не-ЛТР кода CMFGEN. Для воспроизведения наблюдаемых интенсивностей эмиссий водорода, нейтрального гелия и многочисленных разрешенных и запрещенных линий железа были построены как простая сферически симметричная модель протяженной атмосферы, так и более сложная составная модель, учитывающая полярное и экваториальное истечение вещества. В работе обсуждаются преимущества и недостатки обеих моделей, приводятся оценки фундаментальных параметров звезды.

**WIND MODELING OF LBV-CANDIDATE IN NGC 4736**

**E. O. Dedov, A. S. Vinokurov, A. E. Kostenkov, Y. N. Solovyeva**  
*Special Astrophysical Observatory of RAS*

We present the results of radiative transfer modeling with non-LTE CMFGEN code of recently acquired spectra of LBV-candidate J125055.8+41062 in NGC 4736 galaxy. In order to approximate the observed emission lines intensities of hydrogen, neutral helium and numerous permitted and forbidden lines of iron we created the simple spherically symmetric model of extended atmosphere as well as more complex model which combines polar and equatorial modes of mass loss. Here we discuss positive and negative sides of each model and introduce stellar fundamental parameters estimates.

**Введение**

Яркие голубые переменные (Luminous blue variables, LBVs) — проэволюционировавшие звезды высокой светимости ( $L_{Bol} > 10^5 L_{\odot}$ ) массой более  $25 M_{\odot}$  [1]. Они характеризуются сильной спектральной и фотометрической переменностью.

Исследуемый в работе LBV-кандидат J125055.8+410625 ( $M_V < -8.6^m$ , [2]) обнаружен в галактике NGC 4736, находящейся на расстоянии 4.6 Мпк [3]. Для моделирования был выбран спектр с лучшим разрешением и соотношением сигнал/шум, полученный на телескопе БТА САО РАН с применением прибора SCORPIO-2 [4] в режиме длинной щели с гризмой VPHG1200@540 (спектральный диапазон 3600–7300 Å, разрешение  $\sim 4.3 \text{ \AA}$  с использованной при наблюдениях щелью шириной  $1''$ ).

Выбранный спектр содержит набор относительно широких (FWHM  $\sim 300 \text{ км/с}$ ) эмиссионных линий серии Бальмера, большое количество эмиссионных линий Fe II с P Cyg профилем, а также линии He I  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 5875$ ,  $\lambda 6678$ ,  $\lambda 7065$ . Среди набора спектральных линий особенно отметим сильные линии дублета NaI.

## Методы

Для моделирования спектра J125055.8+410625 нами был использован не-ЛТР код CMFGEN [5], позволяющий рассчитывать сферически-симметричные модели звездных атмосфер с учетом оттока вещества в ветре. Изменение скорости ветра с расстоянием описывалось в рамках простого и двойного  $\beta$ -законов [6, 7]. При расчетах вид скоростного закона варьировался от стандартного для звездных ветров ( $\beta = 1.0$ ) [8] до квазилинейного с  $\beta_1 = 1.0$  и  $\beta_2 = 15.0$ .

При оценке эффективной температуры мы ориентировались на отношение интенсивностей линий Бальмеровской серии и линий Fe II при заданной металличности (см. ниже). На основании наличия в спектре объекта линий He I совместно с линиями Fe II эффективная температура была предварительно оценена как  $\lesssim 10\,000$  K. Подбор оптимального значения темпа потери массы проводился по линиям бальмеровской серии водорода (прежде всего  $H_\alpha$ ), чувствительным к этому параметру [9].

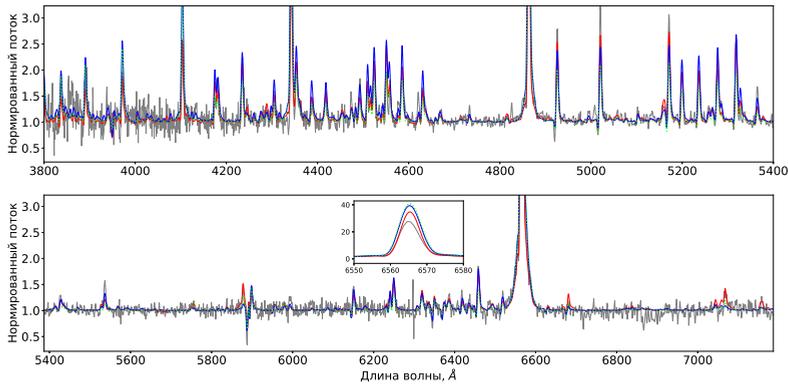
Помимо уже упомянутых водорода, гелия и железа модели включали в себя следующие ионы: C I-III, N I-III, O I-II, Na I-II, Mg I-II, Al I-II, Si I-III, Ca I. Металлы играют важную роль в ускорении ветра звезд при температурах  $\sim 10$  кК [10] и, кроме того, сильно влияют на ионизационное состояние вещества, поскольку являются источниками электронов в ветре. Металличность галактики NGC 4736 на расстоянии объекта от центра составляет  $0.7 Z_\odot$  [11], это значение было использовано в качестве обилия для всех перечисленных выше элементов, кроме азота, углерода и кислорода, для которых используются типичные для LBV звезд значения (например, [12]). Для восстановления наблюдаемой интенсивности эмиссионных линий Na I D1,2 содержание натрия было увеличено до исключительно высокого значения  $Z_{Na} = 10 Z_\odot$ , мало зависящего от температуры газа ветра в пределах ее допустимых значений и других параметров ветра.

## Результаты

В процессе моделирования был обнаружен ряд проблем, который мы поэтапно попытались решить в рамках трех моделей: модель с низким содержанием водорода (модель 1), низкотемпературная модель с более высоким содержанием водорода (модель 2) и двухсоставная модель (модель 3), состоящая из модели 2 и более горячей компоненты. При поиске наилучшего приближения наблюдаемого спектра было рассчитано несколько сотен промежуточных моделей. Параметры финальных моделей представлены в таблице, модельные спектры в сравнении с наблюдаемым показаны на рисунке.

Основные параметры моделей атмосфер.  $T_{\text{eff}}$  — температура на  $\tau = 2/3$  по Росселанду;  $R_*$  — гидростатический радиус (радиус атмосферы на  $\tau_{\text{Ross}} > 20$ );  $L$  — болометрическая светимость;  $\dot{M}$  — темп потери массы;  $f$  — объемный фактор заполнения;  $\beta_1, \beta_2$  — параметры скоростного закона;  $v_\infty$  — скорость ветра на бесконечности. Для модели 3 через запятую приводятся параметры холодного и горячего компонентов ветра

| Параметр                               | Модель 1             | Модель 2             | Модель 3                                    |
|--|----------------------|----------------------|---|
| $T_{\text{eff}}$ , K                   | 8 900                | 7 600                | 7 600, 8 300                                |
| $\dot{M}$ , $M_\odot \text{ год}^{-1}$ | $4.2 \times 10^{-4}$ | $3.6 \times 10^{-4}$ | $3.6 \times 10^{-4}$ , $3.6 \times 10^{-4}$ |
| $L$ , $L_\odot$                        | $8.5 \times 10^5$    | $6.8 \times 10^5$    | $6.8 \times 10^5$ , $6.8 \times 10^5$       |
| $R_*$ , $R_\odot$                      | 170                  | 130                  | 130, 120                                    |
| $v_\infty$ , км с $^{-1}$              | 230                  | 230                  | 230, 250                                    |
| $\beta_1$                              | 1.0                  | 2.0                  | 2.0, 1.0                                    |
| $\beta_2$                              | 15.0                 | —                    | —, 15.0                                     |
| $f$                                    | 0.5                  | 0.5                  | 0.5, 1.0                                    |



Сравнение нормированного наблюдаемого спектра объекта (серая кривая) с нормированными спектрами модели 1 (сплошная красная кривая), модели 2 (сплошная синяя кривая) и модели 3 (практичная зеленая кривая) сглаженными со спектральным разрешением  $4.3 \text{ \AA}$ . На врезке по центру нижней панели показана линия  $H_{\alpha}$  в тех же цветах

Модель 1 выделяется на фоне остальных наилучшим воспроизведением наблюдаемых интенсивностей спектральных линий водорода, нейтрального гелия и железа, хотя для ряда эмиссий Fe II имеются довольно сильные отклонения наблюдаемых и модельных интенсивностей. Подгонка относительных интенсивностей линий этих трех элементов потребовало уменьшения массовой доли водорода в ветре до 20 %, что довольно сильно выбивается за пределы типичных для LBV-звезд значений [13]. Это побудило нас искать альтернативные решения, позволяющие описать спектр J125055.8+410625.

Группа моделей 2 обладает типичной для LBV массовой долей водорода в ветре — 40 %. Относительно низких интенсивностей линий бальмеровской серии удалось добиться уменьшением степени ионизации водорода при низких температурах газа, например, значение на глубине  $\tau_{Ross} = 2/3$  в финальной модели составило 7600 К. Преимуществом низкотемпературной модели, помимо стандартного для LBV обилия водорода, является лучшее согласование относительных интенсивностей разных серий Fe II. В то же время из-за низкой температуры линии He I в модельном спектре практически полностью отсутствуют.

Сохранить преимущества модели 2 и одновременно решить проблему отсутствия линий нейтрального гелия мы попробовали с помощью двухсоставной модели, учитывающей возможный вклад более горячего полярного ветра, предсказываемый теорией для быстро-вращающихся звезд. Спектр двухсоставной модели получен суммированием спектра модели 2 со спектром модели с  $T_{\text{eff}} = 8300 \text{ K}$  в равных пропорциях. Подобные составные модели, учитывающие неоднородности распределения параметров в ветре по полярному углу, ранее применялись, например, при исследовании яркой голубой переменной HR Car [14] и сверхгиганта AV 83 в Малом Магеллановом Облаке [15]. Как видно из рисунка, нам удалось значительно увеличить интенсивности эмиссий He I, однако результирующий спектр стал хуже описывать ряд линий железа. Кроме того, воспроизведение наблюдаемого спектра все еще несравнимо с моделью 1, пусть при этом модель 3 и имеет менее экстремальное содержание водорода в ветре. Дальнейший процесс улучшения согласованности между спектрами предполагал уменьшение темпа потери массы и гидростатического радиуса для более горячего компонента с синхронным увеличением этих параметров для холодного компонента модели 3. Однако такое изменение параметров ветра неминуемо приведет к несоответствию теоретическим представлениям о свойствах полярного и экваториального ветров массивных звезд [16].

Данные наблюдений получены на уникальной научной установке Большой телескоп альтимутальный САО РАН. Работа выполнена в рамках гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2022-262 (13.МНПМУ.21.0003).

## Библиографические ссылки

- [1] *Humphreys R. M., Weis K., Davidson K., Gordon Michael S.* On the Social Traits of Luminous Blue Variables // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 825, № 1. — P. 64. 1603.01278.
- [2] *Solovyeva Y., Vinokurov A., Fabrika S. et al.* New luminous blue variable candidates in NGC 4736 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 484, № 1. — P. L24–L28. 1901.05277.
- [3] *Tully R. B., Courtois H. M., Dolphin A. E. et al.* Cosmicflows-2: The Data // *Astron. J.* — 2013. — Vol. 146, № 4. — P. 86. 1307.7213.
- [4] *Afanasiev V. L., Moiseev A. V.* Scorpio on the 6 m Telescope: Current State and Perspectives for Spectroscopy of Galactic and Extragalactic Objects // *Baltic Astronomy.* — 2011. — Vol. 20. — P. 363–370. 1106.2020.
- [5] *Hillier D. J., Miller D. L.* The Treatment of Non-LTE Line Blanketing in Spherically Expanding Outflows // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 496, № 1. — P. 407–427.
- [6] *Lamers H. J. G. L. M., Najjarro F., Kudritzki R. P. et al.* The ISO-SWS spectrum of P Cygni. // *Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 315. — P. L229–L232.
- [7] *Hillier D. J., Lanz T., Heap S. R. et al.* A tale of two stars: the extreme O7 Iaf+ supergiant AV 83 and the OC7. 5 III ((f)) star AV 69 // *The Astrophysical Journal.* — 2003. — Vol. 588, № 2. — P. 1039.
- [8] *Hillier D. J.* Hot Stars with Winds: The CMFGEN Code // *From Interacting Binaries to Exoplanets: Essential Modeling Tools* / ed. by Mercedes T. Richards, Ivan Hubeny. — 2012. — Vol. 282. — P. 229–234.
- [9] *Leitherer C.* H alpha as a Tracer of Mass Loss from OB Stars // *Astrophys. J.* — 1988. — Vol. 326. — P. 356.
- [10] *Abbott D. C.* The theory of radiatively driven stellar winds. II. The line acceleration. // *Astrophys. J.* — 1982. — Vol. 259. — P. 282–301.
- [11] *Pilyugin L. S., Grebel E. K., Kniazev A. Y.* The Abundance Properties of Nearby Late-type Galaxies. I. The Data // *Astron. J.* — 2014. — Vol. 147, № 6. — P. 131. 1403.5461.
- [12] *Vink J. S, de Koter A.* Predictions of variable mass loss for Luminous Blue Variables // *Astronomy & Astrophysics.* — 2002. — Vol. 393, № 2. — P. 543–553.
- [13] *Davies B.* Young Massive Clusters as Probes of Stellar Evolution // *Hot and Cool: Bridging Gaps in Massive Star Evolution* / ed. by C. Leitherer, P. D. Bennett, P. W. Morris, J. Th. Van Loon : *Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* — 2010. — Vol. 425. — P. 37. 0903.0979.
- [14] *Groh J. H., Damineli A., Hillier D. J. et al.* Bona Fide, Strong-Variable Galactic Luminous Blue Variable Stars are Fast Rotators: Detection of a High Rotational Velocity in HR Carinae // *Astrophys. J. Lett.* — 2009. — Vol. 705, № 1. — P. L25–L30. 0909.4459.
- [15] *Busche J. R., Hillier D. J.* Spectroscopic effects of rotation in extended stellar atmospheres // *The Astronomical Journal.* — 2005. — Vol. 129, № 1. — P. 454.
- [16] *Dwarkadas V. V., Owocki S. P.* Radiatively driven winds and the shaping of bipolar luminous blue variable nebulae // *The Astrophysical Journal.* — 2002. — Vol. 581, № 2. — P. 1337.

**РАСШИРЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛА SED FITTER  
ДЛЯ МОДЕЛЕЙ МОЛОДЫХ  
ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ**

А. В. Дьяченко<sup>1</sup>, П. Боли, Э. Д. Кузнецов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Уральский федеральный университет*

К настоящему времени накоплено большое количество наблюдательных данных для молодых звездных объектов на разных длинах волн и широкое распространение получил метод изучения параметров протозвезд с помощью моделирования спектрального распределения энергии. Моделирование SED с помощью решения уравнения переноса излучения позволяет получить первичные оценки для широкого спектра звезд, но не все реализации данного метода обладают возможностью учитывать пространственные наблюдения объекта. В данной работе представлен расширенный функционал для пакета `SED Fitter` и моделей `Robitaille 2017`, позволяющий учитывать пространственно разрешенные наблюдения.

**DEVELPMENT OF ADDITIONAL FUNCTIONALITY  
FOR YOUNG STAR OBJECTS MODELS SED FITTER**

A. V. Dyachenko<sup>1</sup>, P. A. Boley, E. D. Kuznetsov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ural Federal University*

A large amount of observational data has been accumulated for young stellar objects at different wavelengths, and the method of studying the parameters of protostars by modeling the spectral energy distribution has become widespread. Obtaining model SEDs by solving the radiative transfer equation allows one to obtain primary estimates for a wide range of stars, but not all implementations of this method are able to take into account spatial observations of the object. This paper presents extended functionality for the `SED Fitter` package and `Robitaille 2017` models, allowing for spatially resolved observations to be taken into account.

Стандартная система классификации молодых звездных объектов в областях звездообразования основана на форме спектрального распределения энергии (SED) в инфракрасном диапазоне и делит объекты на три класса [1]. На практике эта классификация проводится путем сравнения показателей цвета в трех и более фильтрах. Класс молодого звездного объекта часто отождествляется с его эволюционным статусом (чем больше класс, тем старше объект). Данное отождествление не является однозначным, так как на наблюдаемый класс спектрального распределения энергии влияет не только возраст молодого звездного объекта, но также его геометрия [2], что особо выражено в ближнем инфракрасном диапазоне, оптические свойства пыли и распределение вещества в окружающей оболочке [3]. Логическим продолжением схем классификации молодых звездных объектов на основе показателей цветов является моделирование спектрального распределения энергии, преимущественно при использовании наборов моделей переноса излучения [4]. Данный подход подвержен большой степени вырождения, так как совершенно разные конфигурации моделей могут иметь схожие спектральные распределения энергии.

Для снятия неопределенности, вызванной вырождением моделей спектрального распределения энергии, был разработан набор функций для фитирования моделей переноса

Пример результатов фитирования для объекта V921 Sco с учетом радиального профиля

| Модели  | P(D M)<br>(относительный)<br>% | Лучший $\chi^2$ | Результат<br>(относительный) |
|---------|--------------------------------|-----------------|------------------------------|
| s-s-i   | 0.000                          | 33 667.162      | 0                            |
| sp-s-i  | 1.096                          | 125.105         | 13.273                       |
| sp-h-i  | 0.254                          | 225.403         | 3.004                        |
| s-smi   | 0.000                          | 148 817.226     | 0                            |
| sp-smi  | 0.044                          | 215.293         | 0.952                        |
| sp-hmi  | 0.000                          | 1 420.997       | 0                            |
| s-p-smi | 0.000                          | 41 867.072      | 0                            |
| s-p-hmi | 0.000                          | 40 839.589      | 0                            |
| s-pbsmi | 0.000                          | 9 887.987       | 0                            |
| s-pbhmi | 0.000                          | 1 965.949       | 0                            |
| s-u-smi | 0.000                          | 22 972.992      | 0                            |
| s-u-hmi | 0.000                          | 27 101.736      | 0                            |
| s-ubsmi | 0.000                          | 3 595.716       | 0                            |
| s-ubhmi | 0.000                          | 6 807.065       | 0                            |
| spu-smi | 0.008                          | 488.103         | 0.228                        |
| spu-hmi | 0.000                          | 2 248.993       | 0                            |
| spubsmi | 0.016                          | 201.241         | 0.464                        |
| spubhmi | 0.002                          | 188.610         | 0.076                        |

излучения Robitaille 2017 [4], применимый к пространственно разрешенным наблюдениям. Преимущество данного метода заключается в том, что он позволяет фитировать сетки из десятков тысяч моделей к наблюдаемым распределениям интенсивности молодых звездных объектов с учетом пространственного распределения интенсивности излучения на каждой наблюдаемой длине волны.

В данной работе представлен набор функций `RADPROFfitter` [5], дополняющий функционал, представленный в оригинальном `SED Fitter`; `RADPROFfitter` дает возможность фитировать пространственно разрешенные наблюдательные данные молодых звездных объектов к моделям Robitaille 2017. Поддерживаются как изображения из обзоров WISE, MSX, AKARI, IRAS, так и пользовательские изображения. Для оценки результатов фитирования совместно с результатами, выдаваемыми `SED Fitter`, были добавлены байесовские статистические оценки по методу из работы [4]. В `RADPROFfitter` учтена компенсация разницы разрешений модельных и наблюдаемых изображений с помощью свертки реализованной алгоритмом быстрого преобразования Фурье из библиотеки `Scipy`. В экспериментальном режиме добавлена возможность фитирования интерферометрических данных в модуле `OIRTfitter`. Совместное использование `SED Fitter` и `RADPROFfitter` позволяет получать общую оценку принадлежности набора наблюдательных данных к конкретной модели/модельной сетке. В таблице приведен пример результатов фитирования для объекта V921 Sco с учетом радиального профиля. Полученные результаты указывают на принадлежность наиболее вероятной модели к сетке sp-s-i, в которой учитывается диск. Фитирование без учета радиального профиля, также приводит к модельной сетке sp-s-i, но другой модели с близкими по значениям параметрами. В контексте данного примера использование пространственно разрешенных наблюдений совместно с данными SED более четко проводит границу применимости для разных модельных сеток.

## Библиографические ссылки

- [1] *Adams F. C., Lada Ch. J., Shu F. H.* Spectral Evolution of Young Stellar Objects // *Astrophys. J.* — 1987. — Vol. 312. — P. 788.
- [2] *Robitaille Th. P., Whitney B. A., Indebetouw R. et al.* Interpreting Spectral Energy Distributions from Young Stellar Objects. I. A Grid of 200,000 YSO Model SEDs // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2006. — Vol. 167, № 2. — P. 256–285. [astro-ph/0608234](#).
- [3] *Boley P. A., Kraus S., de Wit W.-J. et al.* A multi-wavelength interferometric study of the massive young stellar object IRAS 13481-6124 // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 586. — P. A78. 1511.03195.
- [4] *Robitaille T. P.* A modular set of synthetic spectral energy distributions for young stellar objects // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 600. — P. A11. 1703.05765.
- [5] *Dyachenko A., Boley P.* Radial Profile Fitter Software <https://github.com/avdyachenko/RADPROFitter>. — 2022.

## ОПТИМИЗАЦИЯ СТРАТЕГИИ НАБЛЮДЕНИЙ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Г. С. Жуклевич, В. Е. Панчук

*Специальная астрофизическая обсерватория РАН*

В работе представлены результаты применения кросс-корреляционного алгоритма по установлению доплеровской скорости синтетического спектра при различных условиях. Целью исследования было установление набора параметров, при которых нахождение требуемой лучевой скорости представляется возможным. Моделирование затронуло спектральное разрешение, методы интерполирования, интервалы кросс-корреляции, соотношение сигнал—шум. Основные результаты указывают на важность увеличения спектрального разрешения

## OPTIMIZATION OF OBSERVATIONAL STRATEGY IN MEASUREMENT OF RADIAL VELOCITIES USING THE CROSS-CORRELATION METHOD

G. S. Zhuklevich, V. E. Panchuk

*Special Astrophysical Observatory RAS*

The paper presents the results of using a cross-correlation algorithm to establish the Doppler velocity of a synthetic spectrum under various conditions. The purpose of the study was to establish a set of parameters at which finding the required radial velocity seems possible. The simulation covered spectral resolution, interpolation methods, cross-correlation intervals, and signal-to-noise ratio. Key results point to the importance of increasing spectral resolution.

## Введение

Задача определения доплеровских скоростей — одна из самых насущных проблем в астрономии. Исторически было разработано много методов определения сдвигов линий, один из них — корреляционный. основополагающая работа вышла в 1979 г. [1] и предлагала кросс-корреляционный анализ, основанный на Фурье-преобразованиях. Метод применялся в оценке красного смещения галактик и был основан на свертке. Необходимость этого происходила из-за малой вычислительной мощности, доступной в те годы. Сейчас же кросс-корреляционный подход применяют и к данным высокого спектрального разрешения, где профиль линии в общем виде отличен от гауссова [2]. Также вычислительные мощности современной техники позволяют считать кросс-корреляцию напрямую, избавившись от влияния многих численных эффектов. Тем не менее астрономы всегда решают предельные задачи, и необходимо знать, какими параметрами должен обладать спектр для того, чтобы обнаружить необходимое доплеровское смещение линий.

## Основные результаты

В рамках решения задачи был реализован оригинальный метод кросс-корреляции, описанный в работе [1]. Он использовался как эталонный. Был разработан и альтернативный подход, который позволял производить прямую кросс-корреляцию, имел другой подход к сэмплингованию спектра, позволяя минимизировать ошибку сэмплингования (что актуально для эшелле-спектров). Кросс-корреляционный метод применялся к синтетическому спектру, генерируемому программой [3]. Спектральное разрешение варьировалось с помощью изменения профиля линии. Соотношение сигнал/шум симулировалось путем добавления шумовой дорожки нормального распределения к «чистому» спектру. Полином для интерполирования полагался 4-й степени. Выбор степени обусловлен минимальной разницей в центре линии, несмотря на отличия потока в крыльях линии. Спектр сравнения был тот же синтетический спектр, но свернутый с более высоким разрешением. Фитирование корреляционного пика производилось с помощью построения параболы по восьми точкам.

## Выводы

Для построения оптимальной тактики наблюдений и выбора прибора произведены моделирование спектра холодной звезды и его сдвиг, соответствующий 20 м/с. Если варьировать спектральное разрешение и соотношение сигнал/шум, то с точки зрения временных затрат оказывается выгоднее иметь большее спектральное разрешение, нежели соотношение сигнал/шум, что иллюстрировано на рис. 1. Это в значительной степени повторяет работы [4] и [5]. В случае высокого спектрального разрешения возможно найти доплеровское смещение при соотношении сигнал/шум равным единице (рис. 2), что невозможно в условиях низкого спектрального разрешения.

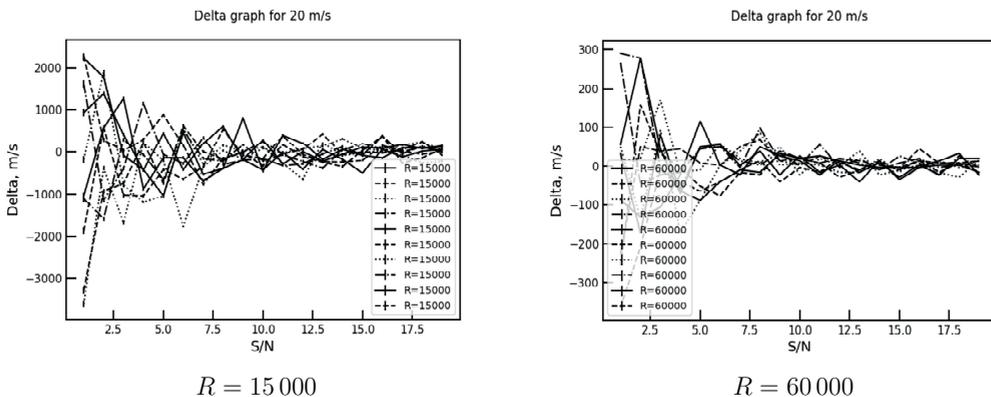


Рис. 1. Сравнение разниц найденных скоростей с помощью кросс-корреляционного метода для двух разных разрешений. Тенденция сохраняется при увеличении скоростей. Для простоты восприятия бар ошибок отключен

Если же рассматривать систематическую ошибку метода, то для малых спектральных разрешений свойственно завышение доплеровского сдвига, который слабо зависит от интерполирования. Выяснилось, что систематическая ошибка является степенной функцией спектрального разрешения. Также следует учитывать, что при малых соотношениях сигнал—шум кросс-корреляционный пик будет сильно отличаться от симметричной гауссианы или лоренцианы, что сказывается на определении ее центра. Это проиллюстрировано

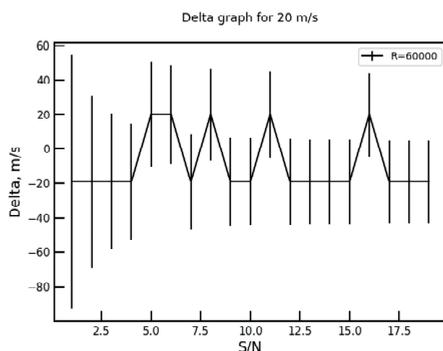


Рис. 2. График разницы между заданной и найденной с помощью кросс-корреляционного метода радиальной скорости. Коррелирован участок спектра от 4700 до 7700 Å

на рис. 2. Создается выборка из двух найденных скоростей, равных по модулю, но разных по знаку.

В контексте интервала корреляции также отдается предпочтение высокому спектральному разрешению. При тех же временах накопления сигнала (и соответственно разном соотношении сигнал/шум) удается коррелировать заметно меньший интервал спектра.

## Библиографические ссылки

- [1] *Tonry J., Davis M.* A survey of galaxy redshifts. I. Data reduction techniques. // *Astron. J.* — 1979. — Vol. 84. — P. 1511–1525.
- [2] *Zamora S., Diaz A. I.* Revising the cross correlation technique at high spectral resolution // *arXiv e-prints.* — 2023. — P. arXiv:2310.04133. 2310.04133.
- [3] *Tsybmal V. V., Adelman S. J., Kupka F., Weiss W. W.* Model atmospheres and spectrum synthesis // *ASP Conf. Ser.* — 1996. — Vol. 108. — P. 198.
- [4] *Queloz D.* Echelle Spectroscopy with a CCD at Low Signal-To-Noise Ratio // *New Developments in Array Technology and Applications* / ed. by A. G. Davis Philip, Kenneth Janes, Arthur R. Uppgren. — 1995. — Vol. 167. — P. 221.
- [5] *Murdoch K., Hearnshaw J. B.* High Precision Radial Velocities of Southern Solar Type Stars by Cross Correlation // *Astrophys. Space. Sci.* — 1991. — Vol. 186, № 2. — P. 169–177.

## МОНИТОРИНГ КРЕНА КОНСТРУКЦИЙ БОЛЬШЕПРОЛЕТНЫХ СПОРТИВНЫХ СООРУЖЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ СТРОИТЕЛЬСТВА

**Ф. З. Зарипова, Н. Е. Фаткуллина, А. Г. Князев, Э. Д. Кузнецов**  
*Уральский федеральный университет*

В статье описывается анализ работ по мониторингу конструкций фундамента строящегося здания и наблюдению крена вертикальных конструкций. На протяжении двух лет, в период строительства объекта, выполняется геометрическое нивелирование фундаментов и наблюдается крен колонн, поддерживающих конструкции покрытия. Наблюдения крена вертикальных конструкций выполнялись с использованием двухосевых инклинометров и электронного тахеометра. Объект строительства располагается на площадке со сложными инженерно-геологическими условиями, ввиду чего фундаменты представляют собой сваи-стойки из буронабивных свай глубиной заложения от 5 до 38 м. По измерениям осадки фундаментной плиты проведен расчет крена фундаментной плиты. По данным измерений крена конструкций с использованием инклинометров определен прирост крена, выявлена зависимость изменения крена конструкций в зависимости от времени года, от температурных изменений. Выполнен анализ зависимости осадки и крена фундаментной плиты, с учетом конструктивных особенностей объекта, на крен вертикальных конструкций.

## MONITORING OF THE ROLL OF STRUCTURES OF LARGE-SPAN SPORTS FACILITIES DURING CONSTRUCTION

**F. Z. Zaripova, N. E. Fatkullina, A. G. Knyazev, E. D. Kuznetsov**  
*Ural Federal University*

The article describes the analysis of works on monitoring the foundation structures of a construction building and observing the tilt of vertical structures. Over a period of two years, during the construction of the facility, geometric leveling of the foundations is carried out, and the tilt of columns supporting the roof structures is observed. Tilt observations of vertical structures were conducted using two-axis inclinometers and an electronic total station. The construction site is located in an area with complex engineering and geological conditions, resulting in foundations consisting of driven piles with depths ranging from 5 to 38 m. Tilt calculations of the foundation slab were conducted based on measurements of settlement. According to tilt measurements of structures using inclinometers, the tilt increment was determined, and the relationship between the tilt changes of structures and the seasons, as well as temperature variations, was identified. An analysis of the dependency between settlement and tilt of the foundation slab, taking into account the structural features of the object, was conducted on the tilt of vertical structures.

### Объект строительства

Объект строительства располагается на площадке со сложными инженерно-геологическими условиями. Сваи-стойки запроектированы из буровых свай диаметром

620 мм с глубиной заложения от 5 до 38 м, с защемлением в скальные грунты не менее 2 м. Буронабивные сваи выполняются под защитой обсадных труб, погруженных до кровли скальных грунтов. Фундамент сооружения запроектирован в виде единого монолитного железобетонного ростверка, объединяющего сваи, развитого по площади.

В плане каркас объекта разделен на четыре температурных блока деформационными швами. Вертикальные несущие конструкции в зоне температурных швов решены спаренными колоннами.

Уровень ответственности сооружения КС-2 (нормальный), категория сложности инженерно-геологических условий – 3 (сложная). Соответственно устанавливается геотехническая категория объекта – 3 [1].

Обеспечение безопасности строительства и эксплуатационной надежности инженерных сооружений является приоритетом в современном строительстве. Крен – наиболее характерный показатель общей деформации сооружения. Он возникает из-за неравномерных осадок фундамента, изменений гидрогеологических условий несущих грунтов, техногенных процессов, искривлений верхней части конструкций и других факторов.

Использование комбинированных методов наблюдений (геодезического и аппаратного), при контроле пространственного положения конструкций и наблюдение контролируемых параметров, в частности крена конструкций, позволяет делать однозначные выводы о состоянии работоспособности конструкций зданий и сооружений.

## Мониторинг осадки фундаментов

Начиная с марта 2021 г. на объекте производятся наблюдения осадки фундаментов методом геометрического нивелирования при двух горизонтах инструмента в прямом и обратном направлениях высокоточными электронными нивелирами Leica LS15 0.3 с применением инварных реек по методике нивелирования I класса. Наблюдения производятся по глубинным реперам и деформационным маркам, установленным на несущие конструкции здания по всему периметру с шагом до 18 м.

Ошибки измерения превышений на станции в среднем составляют 0.1 мм, предельные невязки ходов и полигонов ( $f_{Hi}$ ) не превосходят величины, вычисленной по формуле  $f_{Hi} = 0.3\sqrt{n}$  (мм), где  $n$  – число станций [2, 3]. Уравнивание результатов измерений выполняется параметрическим способом по критерию минимизации суммы квадратов поправок в измерения в программном комплексе Стredo Нивелир. Невязки полигонов не должны превышать величины в 1.4 мм

Работы по наблюдениям выполняются ежемесячно, с марта 2021 по ноябрь 2023 г. выполнено 34 цикла наблюдений.

При мониторинге осадки фундамента здания выявлена стабильность состояния фундаментной плиты здания. На основе наблюдений осадки рассчитан поперечный крен фундамента по северному сектору, составляющий 1.9 мм, и по южному сектору фундамента – 1.4 мм.

Графики развития осадки на ноябрь 2023 г. и рассчитанного крена фундамента представлены на рисунке.

## Крен колонн

Определение крена колонн выполняется аппаратным и геодезическими методами. При аппаратном мониторинге используются двухосевые инклинометры c-sensor CS-03, установленные на вертикальную поверхность конструкции колонн. При геодезических наблюдениях используется электронный тахеометр Leica TS09 с точностными характеристиками:

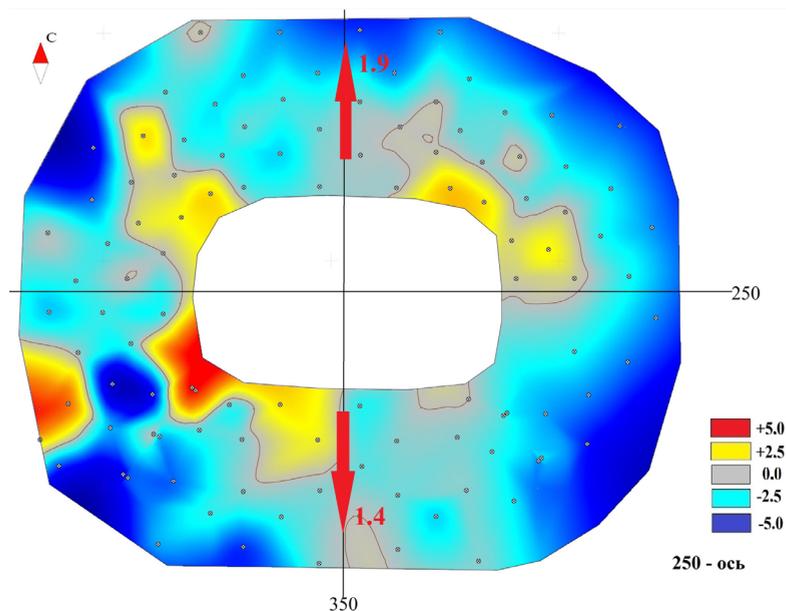


График осадки и крена фундамента, значения даны в мм

$m_\beta = 1''$ ,  $m_s = 2 + 2$  ррш (мм), где  $m_\beta$  — угловая точность;  $m_s$  — точность в безотражательном режиме [4].

Выполнение наблюдений кренов конструкции геодезическим методом производится с точностью первого класса — 2 мм [5].

Показаниями инклинометрических датчиков являются электрическое напряжение  $U$  и температура  $T$ . Напряжение  $U$  на выходе инклинометра преобразовывается в значения  $X$  и  $Y$  (мм) [6].

Результатом вычислений является разница показаний в различные промежутки времени  $\Delta X$  и  $\Delta Y$ . Значения крена, полученные геодезическим и параметрическими методами, представлены в таблице.

Ведомость показаний крена для параметрических и геодезических методов

| Номер по порядку | Номер датчика | Крен инклинометра, мм | Крен геодезический, мм |    |     |
|------------------|---------------|-----------------------|------------------------|----|-----|
| 1                | V7855         | -3                    | 16                     | -6 | 10  |
| 2                | V7859         | -1                    | -6                     | -8 | -2  |
| 3                | V7860         | -4                    | -13                    | -4 | -8  |
| 4                | V7857         | -7                    | -15                    | -6 | -10 |
| 5                | V7856         | -5                    | -18                    | -7 | -16 |
| 6                | V7811         | 6                     | 10                     | 4  | 17  |
| 7                | V7851         | 8                     | -15                    | 3  | -1  |
| 8                | V7833         | 5                     | -11                    | 4  | -1  |
| 9                | V7830         | 8                     | -8                     | 7  | -2  |
| 10               | V7854         | 5                     | 12                     | 13 | 8   |

Датчики под порядковыми номерами 6—10 расположены в северной части, под номерами 1—5 — в южной части здания.

По состоянию на ноябрь 2023 г. по наблюдениям инклинометров в южном секторе, с шарнирно-подвижным креплением ферм, выявлено изменение крена в диапазоне от  $-1$  до  $-7$  мм. В северном секторе, с жестким креплением ферм, выявлено изменение крена в диапазоне от  $+5$  до  $+8$  мм.

В южном секторе изменение крена вдоль оси  $Y$  с положительным знаком, а в северном секторе — с отрицательным, что полностью повторяет направление крена конструкций фундаментной плиты.

При продолжительных наблюдениях инклинометров выделены закономерности влияния температурного режима на значение крена. При стабилизации температурного режима путем создания теплового контура наблюдается меньшее изменение крена.

## Заключение

Полученные значения при наблюдениях показывают стабильно нормативное/работоспособное состояние конструкций строящегося объекта, что позволяет уменьшить объем выборки при диагностике и периодическом визуальном обследовании.

Наблюдения аппаратным и геодезическим методами коррелируют между собой, что позволит в дальнейшем интегрировать оборудование аппаратного мониторинга в автоматизированную систему и увеличить интервалы наблюдений геодезическими методами.

Выявленные значения частного крена при аппаратном мониторинге должны быть учтены при назначении границ (интервала) наблюдаемого параметра, в котором конструкция находится в работоспособном состоянии, поскольку в большей степени отражает стрелу прогиба конструкции колонн от воздействия нагрузок линейного (температурного) расширения конструкций ферм покрытия и больше выражено на участке с жестким креплением ферм.

Работы по параметрическим наблюдениям будут продолжены для формирования критериев сигналов тревоги и аварийности при эксплуатации сооружения, что в дальнейшем будет использоваться при формировании и вводе в эксплуатацию системы автоматизированного аппаратного мониторинга, по которому можно будет отслеживать состояние конструкций в режиме реального времени.

## Библиографические ссылки

- [1] СП 22.13330.2016. Свод правил. Основания зданий и сооружений. Актуализированная редакция СНиП 2.02.01-83. — 2017.
- [2] *Selassie D. M., Thabo Rabamasoka.* Deformation Monitoring of Lotsane Bridge Using Geodetic Method // International Journal of Scientific Engineering and Research (IJSER). — 2019. — Vol. 7.
- [3] *Morariu D.-I., Lepadatu D.* TOPO-GEODETIC MODERN METHODS AND TECHNIQUES FOR BUILDING MONITORING PROCESS // Universitatea de Științe Agricole și Medicină Veterinară Iași : Agronomie. — 2017. — Vol. 60. — P. 139.
- [4] *Leica Geosystems.* Leica FlexLine TS02/TS06/TS09 Руководство по эксплуатации — <https://www.geooptic.ru/static/files/leica-flexline-ts02-ts06-ts09-instrukcia.pdf>. — С. 297.
- [5] ГОСТ24846-2019 Грунты. Методы измерения деформаций оснований зданий и сооружений (с Поправкой). Применяется с 01.01.2021 взамен ГОСТ24846-2012. — 2021.
- [6] *C-sensor.* Калибровочный сертификат. — <https://disk.yandex.ru/i/bntTDhJKc6choA>. — 2021.

**ПЛОТНЫЕ ЯДРА С ПРИЗНАКАМИ СЖАТИЯ В ОБЗОРЕ MALT90****П. М. Землянуха, Л. Е. Пирогов, Е. М. Домбек***Институт прикладной физики РАН*

Представлена выборка из 33 источников обзора MALT90, имеющих спектры линий  $\text{HCO}^+(1-0)$  с провалом и асимметрией, характерной для процессов сжатия плотных ядер и пригодных для изучения кинематики с помощью не-ЛТЭ моделирования переноса излучения. Двадцать ядер из  $\sim 2012$  было выбрано вручную на основе форм спектров линий  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ,  $\text{N}^2\text{H}^+(1-0)$  и карт интегральной интенсивности; 13 источников были выбраны с помощью статистического анализа, используя карты 0, 1 и 2 момента из 10 линий обзора, а также эллиптичности источника.

**DENSE CORES WITH SIGNS OF COLLAPSE IN THE MALT90 SURVEY****P. M. Zemlyanukha, L. E. Pirogov, E. M. Dombek***<sup>1</sup>Institute of Applied Physics RAS*

A selection of 33 MALT90 survey sources is presented that have spectra of  $\text{HCO}^+(1-0)$  lines with a self-absorption and blue asymmetry spectra indicate compression processes of dense cores and suitable for studying kinematics using non-LTE radiative transfer modeling. 20 cores from  $\sim 2012$  were manually selected based on the spectral profile of the lines  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ,  $\text{N}^2\text{H}^+(1-0)$  and integrated intensity maps. The 13 sources were selected through statistical analysis using moment 0, 1, and 2 maps from 10 sightlines as well as source ellipticity.

**Введение**

Кинематика протозвездных ядер последнее время привлекает внимание исследователей. Предложено несколько теоретических моделей таких объектов (см., например, [1, 2]), которых отличает от ранних моделей динамическая связанность ядер с окружением. В наблюдениях важным индикатором является отношение поля скорости сжатия и вращения к турбулентной скорости. Данный параметр оценить непросто. Форма некоторых объектов близка к сферически-симметричной, что позволяет моделировать перенос излучения в оптически толстых и тонких линиях в не-ЛТЭ приближении. Такие результаты были получены для ядер L1287 [3] и G268 [4]. В оценках радиальная зависимость скорости сжатия не согласовывалась предположением о свободном падении [5] и была близка к предполагаемой в [1], однако не вполне понятно, насколько источники с таким типом кинематики распространены. Список источников может быть расширен за счет данных обзора MALT90 [6]. Известно, что выборка из половины источников обзора имеет признаки, указывающие на их сжатие [7]. Целью данного исследования является анализ данных и поиск таких плотных ядер с признаками сжатия, которые пригодны для оценки распределения физических параметров с помощью моделирования переноса излучения.

## Методы и данные

В работе использованы данные обзора MALT90 [6], проведенного на ныне закрытом телескопе MOPRA. Обзор включает источники южного неба, основываясь на ATLASGAL и HiGAL, и содержит 2012 источников, включающих протозвездные ядра. Обзор содержит линии  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ,  $\text{N}^2\text{H}^+(1-0)$ ,  $\text{HCN}(1-0)$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}(5(0)-4(0))$ ,  $\text{C}_2\text{H}(1-0)$   $3/2-1/2$ ,  $\text{SiO}(1-0)$ ,  $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ ,  $^{13}\text{CS}(2-1)$ ,  $\text{H41}\alpha$ , использованные нами (10 линий), и др. Характерная шумовая температура в канале была порядка 0.24 K на канал 0.11 км/с. Размер диаграммы направленности по половинному уровню был равен  $\sim 38''$  при размере карт в  $3 \times 3'$ . Предоставляются как кубы данных, так и карты статистических моментов линий.

В работах [3, 4] рассматривались источники, в которых профиль линий  $\text{HCO}^+$  и  $\text{HCN}$  имел провал на скорости линии  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  и синюю асимметрию (ПА-линии). Целью было выделение аналогичных источников с высоким отношением сигнал—шум. Отбор источников вручную из 2012 затруднителен, и нами были предприняты попытки отделить часть источников статистическими методами. Двадцать объектов с ПА-линиями были обнаружены вручную и использовались для поиска статистических закономерностей и аналогичных источников. ПА-линии имеют сложную форму, и их автоматический поиск в спектральных картах затруднен. Мы предположили, что физические условия в ядрах с ПА-линиями отличаются от других источников и могут быть отделены по данным в линиях. Для этого использовались карты интегральной интенсивности 10 линий, а также разница между первым моментом линии  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  и линий  $\text{HCO}^+$ ,  $\text{N}^2\text{H}^+$ ,  $\text{HCN}$ ,  $\text{C}_2\text{H}$ , а также вторым моментом этих линий (+ 9 признаков). В карты  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  и  $\text{HCO}^+$  была вписана двумерная гауссиана, оценены отношение полуосей эллипса. Часть источников была отброшена по критерию детектирования линии  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ . Таким образом, статистическому анализу подверглись 1636 источников с 21 признаком. Для увеличения информативности был использован метод снижения размерности кРСА ( $k(x, y) = xy^T(\|x\|\|y\|)^{-1} \cosine$ ) [8], выбранный эмпирически. Список источников был отсортирован до центра кластера из 20 источников в пространстве сниженной размерности.

## Результаты и обсуждение

Было отобрано 20 источников, имеющих признаки сжатия вручную. С использованием предложенного метода было найдено еще 13 источников вверху списка, около 1/3 отброшены. Интенсивности линий  $\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ ,  $\text{N}^2\text{H}^+(1-0)$ ,  $\text{HCN}(1-0)$  хорошо коррелированы. В большинстве из обнаруженных 33 ядер с ПА-линиями линии  $\text{CH}_3\text{CN}$  не интенсивны и  $\text{N}^2\text{H}^+$  не широки (рис. 1, справа). Источникам обзора соответствует разное расстояние до центра кластера из 33 источников, которое представлено на гистограмме рис. 1. Наименьшим расстоянием (0.18) и наибольшей вероятностью обнаружить признаки сжатия обладает источник G343.127-00.063. В нем действительно обнаруживаются спектры с признаками провала и асимметрии в спектрах. Его карта представлена на рис. 2.

## Заключение

Из обзора MALT90 выделены источники — протозвездные ядра с признаками сжатия, пригодные для оценки распределения физических параметров с помощью не-ЛТР моделирования. В списке 33 источника, часть из них найдена вручную, часть обнаружена с помощью статистического анализа. Выбранные источники будут использованы для детального изучения физических параметров и кинематики этих объектов.

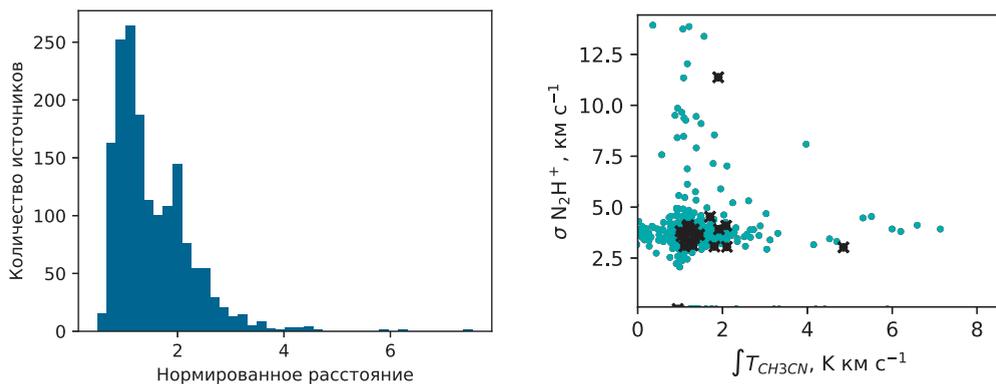


Рис. 1. Гистограмма нормированных расстояний до кластера ядер с признаками сжатия (слева) и соотношение между интегральными интенсивностями линии  $\text{CH}_3\text{CN}$  и ширинами линии  $\text{N}_2\text{H}^+$  в разных источниках (справа). Выделенные источники отмечены черным крестиком

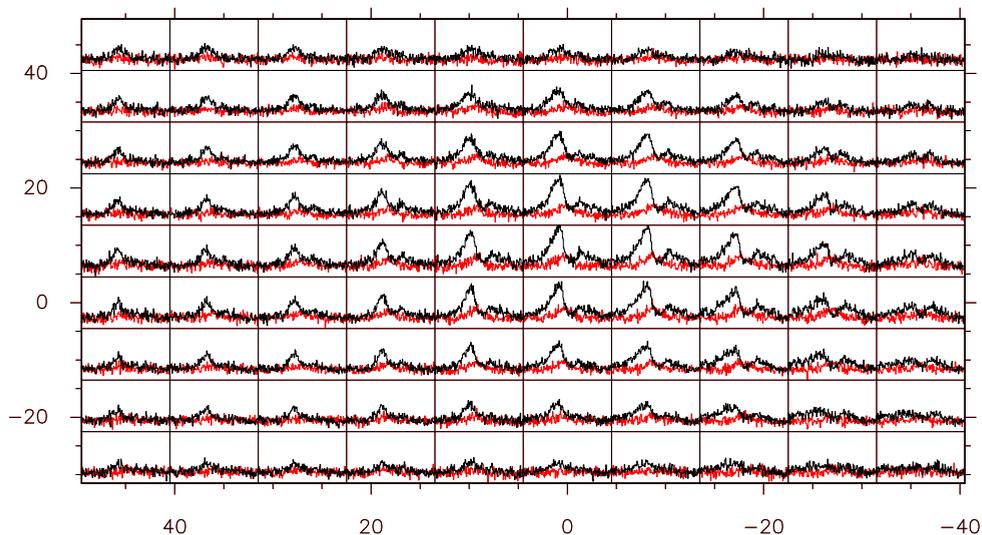


Рис. 2. Карта в линиях  $\text{HCO}^+(1-0)$  (черный цвет),  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  (красный цвет) в объекте G343.127-0.063, имеющем минимальное расстояние до центра кластера. По горизонтальной оси отложена лучевая скорость, по вертикальной оси отложены интенсивности в единицах антенной температуры ( $T_A^*$ )

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-22-00139.

## Библиографические ссылки

- [1] *Padoan P., Pan L., Juvela M. et al.* The Origin of Massive Stars: The Inertial-inflow Model // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 900, № 1. — P. 82. 1911.04465.
- [2] *Khaibrahmanov S. A., Dudorov A. E., Kargaltseva N. S., Zhilkin A. G.* Simulations of the Isothermal Collapse of Magnetic Rotating Protostellar Clouds // *Astronomy Reports.* — 2021. — Vol. 65, № 8. — P. 693–704. 2210.12425.

- [3] *Пирогов Л. Е., Землянуха П. М.* Использование метода главных компонент для оценки параметров плотного ядра L1287 при вписывании модельных спектральных карт в наблюдаемые // *Астрон. журн.* — 2021. — Т. 98, № 2. — С. 105–115. 2101.08219.
- [4] *Пирогов Л. Е., Землянуха П. М., Домбек Е. М., Воронков М. А.* Физические свойства и кинематика плотных ядер, связанных с областями образования массивных звезд южного неба // *Астрон. журн.* — 2023 (в печати).
- [5] *Shu F. H., Adams F. C., Lizano S.* Star formation in molecular clouds — Observation and theory // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1987. — Vol. 25. — P. 23–81.
- [6] *Jackson J. M., Rathborne J. M., Foster J. B. et al.* MALT90: The Millimetre Astronomy Legacy Team 90 GHz Survey // *Proc. Astron. Soc. Aust.* — 2013. — Vol. 30. — P. e057. 1310.1131.
- [7] *Jackson J. M., Whitaker J. S., Rathborne J. M. et al.* Asymmetric Line Profiles in Dense Molecular Clumps Observed in MALT90: Evidence for Global Collapse // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 870, № 1. — P. 5. 1811.05545.
- [8] *Pedregosa F., Varoquaux G., Gramfort A. et al.* Scikit-learn: Machine Learning in Python // *Journal of Machine Learning Research.* — 2011. — Vol. 12. — P. 2825–2830.

## К ДИНАМИКЕ МЕТЕОРОИДНЫХ ПОТОКОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ АСЗ

Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов  
*Институт астрономии РАН*

Исследуются аспекты формирования и эволюции метеороидных потоков, образующихся при столкновениях АСЗ с объектами Главного пояса астероидов. Данный сценарий столкновения считается более вероятным, так как многие АСЗ в силу своего происхождения пересекают область Главного пояса, в которой плотность объектов значительно выше по сравнению с внутренними областями Солнечной системы. Получающиеся в результате столкновений метеороидные потоки имеют ряд отличий от потоков кометного происхождения как в плане формирования потока, так и при дальнейшей динамической эволюции.

## ON THE DYNAMICS OF METEOROID STREAMS ORIGINATING FROM NEA COLLISIONS

R. V. Zolotarev, B. M. Shustov  
*Institute of Astronomy of the RAS*

Aspects of the formation and evolution of meteoroid streams formed during collisions of NEAs with objects of the Main Asteroid Belt are studied. This collision scenario is considered more probable, since many NEAs, due to their origin, cross the Main Belt region, in which the density of objects is much higher compared to the inner regions of the Solar System. The meteoroid streams originating from collisions have a number of differences from streams of cometary origin, both in terms of the formation of the stream and during further dynamic evolution.

## Введение

Метеороидные потоки обнаруживаются по возникновению соответствующих метеорных потоков, при сгорании метеоров в земной атмосфере, при этом многие потоки метеороидов остаются необнаруженными, так как не пересекают орбиту Земли. Статистика фиксируемых потоков на конец 2020 г., по данным Центра метеорных данных МАС, включала 835 потоков, 112 из которых получили официальные названия в МАС [1].

Формирование метеороидных потоков обычно ассоциируется с выбросом вещества кометных ядер при сублимации льдов комет, однако число потоков, для которых уверенно установлено родительское тело, невелико, — 21 поток ассоциируется с кометами и 5 — с астероидами [2]. При этом, по-видимому, эти пять астероидов являются ядрами или осколками ядер угасших комет. Помимо кометного существуют и другие механизмы образования метеороидных потоков. Один из них — столкновительный, когда выброс метеороидов происходит в результате столкновения объектов. Этот механизм работает как для астероидов, так и для комет. Общим аргументом в пользу существования потоков астероидного происхождения может быть тот факт, что многие метеориты являются результатом разрушения более крупных астероидов (до входа в атмосферу), которые, конечно, сопровождаются выбросом частиц различного размера. Подавляющая часть столкновительных событий остается

незафиксированной, так как спрогнозировать и подготовить наблюдения для таких событий невозможно. Но иногда наблюдаются последствия выбросов от столкновений, такие как образование пылевой экзосферы и хвоста из частиц. Как показано в [3], столкновения могут быть одним из механизмов активации сублимационно-пылевой активности для активных астероидов.

При столкновениях выброс вещества происходит однократно, что должно сказываться на особенностях соответствующих потоков. Метеороидные потоки кометного происхождения подпитываются веществом при каждом сближении кометы с Солнцем, в то время как потоки, образованные столкновением, содержат только вещество выброшенное при столкновении. Поэтому можно ожидать, что соответствующие метеорные потоки будут активны на относительно небольшом промежутке времени. Естественно, для того чтобы поток был наблюдаем, он должен пересекать орбиту Земли, поэтому родительским телом в этом случае будет астероид из класса АСЗ. С другой стороны, вероятность столкновения АСЗ между собой крайне мала, поэтому наиболее вероятным будет столкновение с объектом Главного пояса астероидов (ГПА), где концентрация ударников существенно выше.

В данной работе рассматриваются аспекты эволюции метеороидных потоков столкновительного происхождения.

## Методика моделирования

Для моделирования метеороидного потока необходимо знать распределение частиц по размерам, скорости и направлениям выброса. Распределение выбрасываемых обломков по массам может быть описано степенной функцией вида  $dN/dm = C_m \cdot m^{-s}$ , где  $dN$  — число частиц в диапазоне масс  $[m, m + dm]$ ;  $C_m$  — нормировочная константа; показатель  $s$  называют индексом масс. Согласно результатам экспериментов при разрушении значения  $s$  лежат в диапазоне от 1.65 до 1.88 [4]. В [5] был произведен анализ доступных в литературе данных экспериментов, в которых исследовались столкновения твердых тел со скоростями до 10 км/с (что соответствует типичным скоростям сближений астероидов в ГПА [3]). Во всех экспериментах наблюдалось увеличение скорости выбрасываемых частиц с уменьшением их размера. Конечно, в каждом конкретном случае распределение выброшенных частиц будет зависеть от геометрии удара и свойств астероидов мишени и ударника. В качестве простого, «нулевого», приближения можно рассматривать зависимость скорости выброса частиц от размера в виде  $v(r) = 10 \cdot r^{-2/3}$ , где  $r$  измеряется в см, а  $v$  — в м/с. Данное соотношение будет использоваться в дальнейшем при численном моделировании. В лабораторных экспериментах, а также в эксперименте DART [6] выброс частиц наблюдался в широком диапазоне углов. Для дальнейших экспериментов примем, что выброс происходит изотропно в полусферу с одинаковой для каждого типа (размера) частиц скоростью. Также будем полагать что размер ударника значительно меньше размера астероида-мишени, при таком условии можно пренебречь изменением орбиты родительского АСЗ за счет столкновения. Еще такое столкновение более вероятно, так как концентрация астероидов меньшего размера больше.

Для расчетов были выбраны четыре значения диаметра частиц: 0.1, 1.0, 10 и 100 мм в диаметре. Частицы такого размера уже могут рассматриваться как достаточно крупные, и их необходимо учитывать при рассмотрении вопросов безопасности космической деятельности. Для простоты примем что все метеороиды имеют одинаковую плотность  $\rho = 2 \text{ г/см}^3$ .

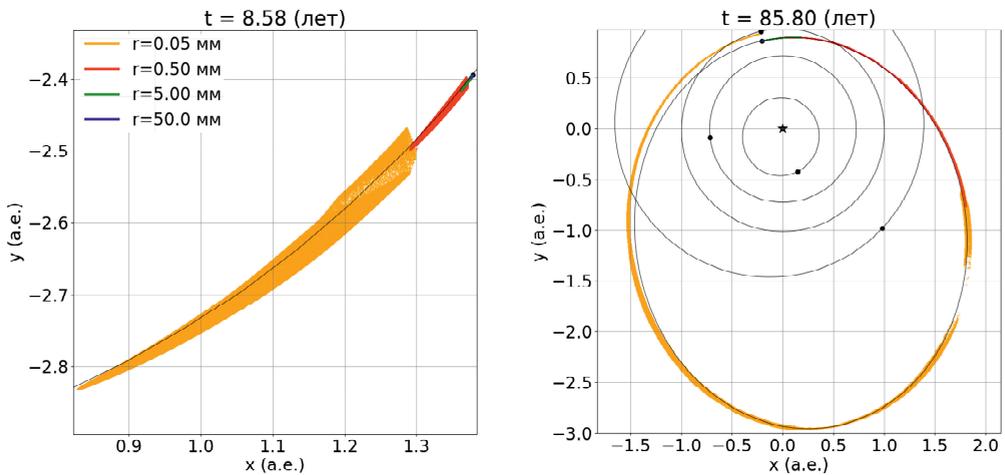
Положим, что столкновение, приводящее к выбросу частиц, происходит в области ГПА, а сам выброс происходит по направлению скорости родительского тела. В качестве родительского АСЗ рассмотрим модельный астероид со следующей орбитой: большая полуось  $a = 1.95 \text{ а. е.}$ , эксцентриситет  $e = 0.54$ , наклонение  $i = 10^\circ$ , долгота восходящего узла

$\Omega = 50^\circ$ , аргумент перигелия  $\omega = 50^\circ$ . Такие орбитальные параметры соответствуют средней орбите среди АСЗ, афелий которых расположен в ГПА.

После задания начальных значений скорости и положения частиц метеороидного потока производилось численное интегрирование их движения в Солнечной системе с использованием кода REBOUND [7] (схема MERCURIUS). В модели учитывались возмущения от планет, а также воздействие сил радиационного характера на частицы-метеороиды – давления излучения и эффект Пойтинга – Робертсона.

## Результаты и заключение

На рисунке показан вид метеороидного потока в проекции на плоскость эклиптики в различные моменты времени, ближе к выбросу (8.58 года) и в момент, когда поток уже «растянулся» вдоль орбиты родительского тела (85.8 года), формируя квазиэллиптическую структуру. Видны также области с пониженной плотностью частиц – результат сближения потока с планетой. Такие области разрежения и сгущения частиц характерны и для потоков кометного происхождения.



Вид метеороидного потока в проекции на плоскость эклиптики в различные моменты времени  $t$ . Черными звездочкой и точками обозначены Солнце, планеты и родительское тело. Их орбиты показаны черными линиями, цветными точками изображены метеороиды различного размера

При столкновении выброс вещества происходит однократно, в то время как при кометной активности поток регулярно «подпитывается» в ходе приближения кометы к Солнцу, поэтому можно ожидать, что потоки, порожденные столкновениями, будут быстрее рассеиваться в пространстве. С другой стороны, астероиды более многочисленны, и потоков астероидного происхождения может быть больше по количеству. Предварительные оценки показывают, что темп производства твердого вещества в результате столкновений АСЗ может быть сравним с темпом производства твердого вещества кометами (см. подробнее в [5]).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00115

## Библиографические ссылки

- [1] *Jopek T. J., Kokhirova G. I., Jenniskens P. et al.* IAU Meteor Data Center: the shower database // *Izvestiya Natsional'noy Akademii Nauk Tadjikistana. Otdeleniye Fiziko-Matematicheskikh Khimicheskikh.* — 2021. — Vol. 2. — P. 51–65.
- [2] IAU Meteor Data Center.— <https://www.astro.sk/IAUC22DB/MDC2022> (дата обращения: 01.05.2023).
- [3] *Шустов Б. М., Золотарёв Р. В., Бусарев В. В., Щербина М. П.* Ударные события как возможный механизм активации сублимационно-пылевой активности астероидов главного пояса // *Астрон. журн.* — 2022. — Т. 99, № 11. — С. 1058–1071.
- [4] *Brykina I. G., Egorova L. A.* On the Power Law for Describing the Mass Distribution of Fragments of a Disrupted Cosmic Body // *Solar System Research.* — 2022. — Vol. 56, № 5. — P. 338–350.
- [5] *Золотарёв Р. В., Шустов Б. М.* Эволюция метеороидных потоков, образующихся при столкновениях с АСЗ // *Астрон. журн.* — 2023. — Т. 100, № 10. — С. 879–897.
- [6] *Li Jian-Yang, Hirabayashi Masatoshi, Farnham Tony L. et al.* Ejecta from the DART-produced active asteroid Dimorphos // *Nature.* — 2023. — Vol. 616, № 7957. — P. 452–456. 2303.01700.
- [7] *Rein H., Liu S. F.* REBOUND: an open-source multi-purpose N-body code for collisional dynamics // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 537. — P. A128. 1110.4876.

## СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДЕНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В КРАО И АО УРФУ В 24-м ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА

Н. Д. Калинина, А. А. Калинин  
*Уральский федеральный университет*

По величинам магнитных полей солнечных пятен 24-го цикла активности Солнца проведено сопоставление наблюдений в Крымской астрофизической обсерватории (КраО) [1] и Астрономической обсерватории Уральского федерального университета (УрАО). Для сравнения использованы 2 065 одновременно наблюдавшихся пятен с величиной магнитного поля  $B \geq 1800$  Гс. Подсчитан коэффициент корреляции как за весь 24-й цикл активности Солнца, так и отдельно по годам цикла. Необходимы дополнительные исследования разностных оценок величин магнитных полей одновременно наблюдавшихся в КраО и УрАО пятен.

## COMPARISON OF OBSERVATIONS OF SUNSPOT MAGNETIC FIELDS IN CRAO AND AO URFU IN THE 24TH CYCLE OF SUN ACTIVITY

N. D. Kalinina, A. A. Kalinin  
*Ural Federal University*

Based on the magnitudes of the magnetic fields of sunspots of the 24th cycle of solar activity, observations of the Crimean Astrophysical Observatory (CrAO) [1] and the Astronomical Observatory of the Ural Federal University (UrAO) were compared. For comparison, 2 065 simultaneously (on daily basis) observed sunspots with a magnetic field value  $B \geq 1800$  G were used. The correlation coefficient was calculated both for the entire 24th cycle of solar activity, and separately for the years of the cycle. Additional studies are needed on difference estimates of the magnitudes of magnetic fields of sunspots simultaneously observed in the CrAO and UrAO.

## Введение

С сентября 1965 г. в Коуровской астрономической обсерватории им. К. А. Бархатовой УрФУ (УрАО) проводятся патрульные наблюдения магнитных полей солнечных пятен на телескопе АЦУ-5 [2]. За 58 лет сформировался массив данных наблюдений в виде ежедневных сводок с положениями пятен на диске Солнца и измеренными магнитными полями пятен. Данные наблюдений по программе «Служба Солнца» до 2017 г. публиковались в бюллетене «Солнечные данные» Главной астрономической обсерватории Российской академии наук (ГАО РАН). Объективность данных, получаемых в разных обсерваториях, проверялась с помощью корреляционного анализа измерений магнитного поля в идентичных солнечных пятнах [3]. Крымские данные сравнивались также с результатами измерений на спутнике SDO [4]. В данной работе мы сравниваем магнитные измерения солнечных пятен в УрАО и КраО [1] на основе наблюдений, проведенных на протяжении 24-го цикла активности Солнца — с 2008 по 2018 г.

# Сравнение магнитных полей солнечных пятен в КрАО и УрАО в 24-м цикле активности Солнца

Сравнение измерений магнитных полей солнечных пятен, наблюдавшихся в определенные даты 1999–2004 гг. 23-го цикла активности Солнца в Уральской, Киевской, Крымской обсерваториях и обсерватории Mount Wilson, приведено в статье [3]. В ней сравнивались крупные пятна размерами 30–60". Коэффициенты корреляции (табл. 1 из статьи [3]) составили от 0.44 для измерений КАО и УрАО до 0.59 — для УрАО и Mount Wilson. В скобках указаны коэффициенты корреляции, подсчитанные для одно- и двухъядерных пятен с диаметром тени более 10–15".

Таблица 1. Коэффициенты корреляции между парами данных измерений магнитных полей солнечных пятен в обсерваториях в 1999–2004 гг.

|          | КАО        | КрАО       | УрАО       | MtWilson |
|----------|------------|------------|------------|----------|
| КрАО     | 0.53(0.51) | —          | —          | —        |
| УрАО     | 0.44(0.37) | 0.50(0.47) | —          | —        |
| MTWilson | 0.51(0.51) | 0.54(0.44) | 0.59(0.47) | —        |

Для сравнения со своими наблюдениями (рис. 1) мы использовали базу данных магнитных полей солнечных пятен КрАО [1] (рис. 2). Крымские данные показали удовлетворительную корреляцию с космическими: линейная аппроксимация в области сильных полей  $B \geq 1800$  Гс дает коэффициент корреляции Пирсона с 95 % вероятностью  $\geq 0.61$  и доверительным интервалом (0.54–0.67) [4]. Нами сопоставлены 2065 одновременно наблюдавшихся пятен с величиной магнитного поля  $B \geq 1800$  Гс, размер пятен не учитывался. Величины магнитных полей пятен двух обсерваторий внесены в файл-таблицу данных Excel (небольшой элемент файла отражен в табл. 2). В столбцах таблицы: дата наблюдений, NOAA — номер группы пятен в международной системе, Crimea — номер группы пятен в системе КрАО, PolarCr — полярность сопоставляемого пятна в КрАО, DataCr — величина магнитного поля в сопоставляемом пятне, Ural — номер аналогичной группы пятен в УрАО, PolarUr — полярность сопоставляемого пятна в УрАО, DataUr — величина магнитного поля в сопоставляемом пятне.

Таблица 2. Данные сравнения солнечных пятен КрАО и УрАО

| Date       | NOAA | Crimea | Polar Cr | Data Cr | Ural | Polar Ur | Data Ur |
|------------|------|--------|----------|---------|------|----------|---------|
| 10.07.2014 | 2107 | 154    | N        | 24      | I    | N        | 22      |
| 10.07.2014 | 2104 | 151    | S        | 19      | II   | S        | 14      |
| 10.07.2014 | 2106 | 153    | S        | 19      | III  | S        | 18      |
| 10.07.2014 | 2108 | 155    | N        | 30      | IV   | N        | 32      |

Пятна, имевшие разную полярность, а также те, у которых не определена полярность, отбрасывались. Однако если хотя бы в одной из обсерваторий величина магнитного поля одного пятна из пары сравниваемых была  $B \geq 1800$  Гс, а в другой  $B \leq 1800$  Гс, то такое измерение заносилось в файл. Подсчитан коэффициент корреляции Пирсона с 95 % вероятностью как за весь 24-й цикл активности Солнца, так и отдельно по годам цикла (табл. 3). В скобках приведены доверительные интервалы. Разница между измерениями в КрАО и

Таблица 3. Коэффициент корреляции величин измерений магнитных полей солнечных пятен в КраО и УрАО

| Дата наблюдений | Коэффициент корреляции |
|-----------------|------------------------|
| 2018 + 2017     | 0.49(0.35 – 0.60)      |
| 2016            | 0.58(0.46 – 0.68)      |
| 2015            | 0.31(0.18 – 0.43)      |
| 2014            | 0.40(0.31 – 0.49)      |
| 2013            | 0.38(0.29 – 0.46)      |
| 2012            | 0.48(0.40 – 0.55)      |
| 2011            | 0.45(0.34 – 0.54)      |
| 2010 + 2008     | 0.56(0.46 – 0.66)      |
| 2018 – 2008     | 0.41(0.37 – 0.45)      |

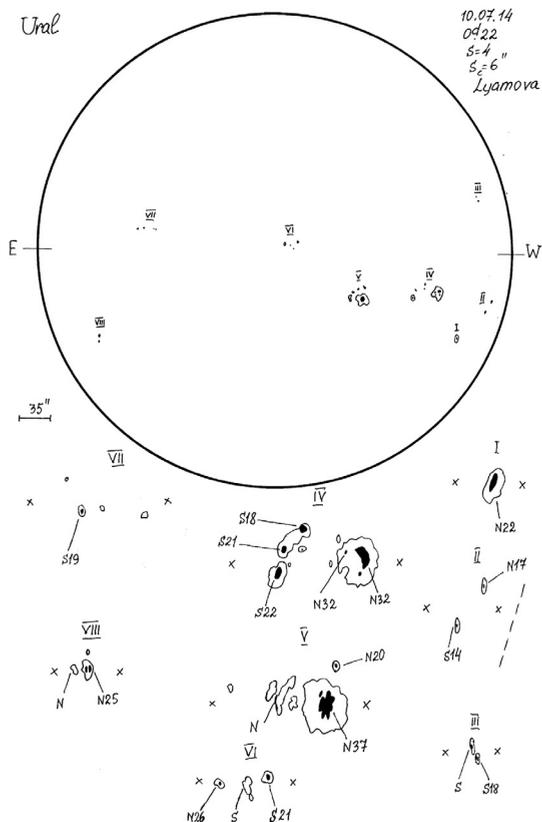


Рис. 1. Сводка за 10.07.2014 в УрАО

УрАО возникает по совокупности причин: в наблюдениях применяются разные телескопы и разные методики измерения магнитного поля в пятне [2], существует сдвиг по времени наблюдений вследствие разности географической долготы, а также отличаются атмосферные условия.



## CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY

Sunspot magnetic fields Fe I 630.2 nm in 100 Gs

July 10 2014 05:25 UT Seeing 4 Scintillation 3" Observer O. Andreeva

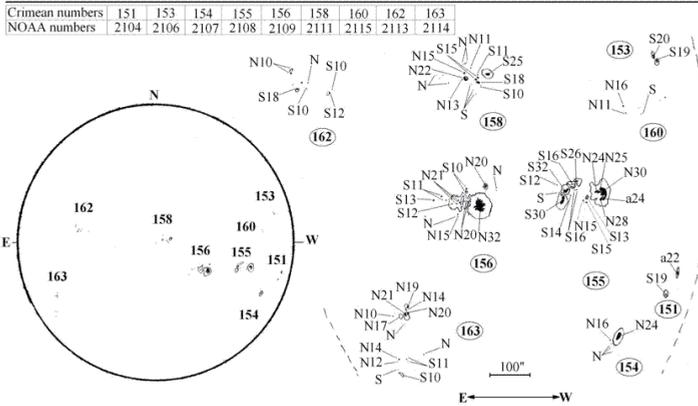


Рис. 2. Сводка за 10.07.2014 в КраО

## Заключение

Получены оценки соответствия (коэффициенты корреляции) патрульных измерений магнитных полей солнечных пятен на протяжении 24-го цикла солнечной активности в обсерваториях КраО и УрАО. Результаты носят предварительный характер. В дальнейшем предполагается провести исследования разностных оценок величин магнитных полей одновременно наблюдававшихся в КраО и УрАО.

Авторы благодарят всех наблюдателей КраО и АО УрФУ, внесших вклад в создание баз данных магнитных полей солнечных пятен.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

## Библиографические ссылки

- [1] Магнитные поля солнечных пятен. — <https://sun.crao.ru/observations/sunspots-magnetic-field>.
- [2] Калинин А. А., Лямова Г. В., Никифорова Т. П. и др. 55 лет наблюдений сильных магнитных полей солнечных пятен по программе Служба Солнца в Коуровской обсерватории // Солнечная и солнечно-земная физика — 2020 : тр. XXIV Всерос. ежегод. конф. по физике Солнца (Санкт-Петербург, Пулково, 5–9 окт. 2020 г.). — Санкт-Петербург : Изд-во ГАО РАН, 2020. — С. 135.
- [3] Лозицкая Н. И., Лямова Г. В., Малащук В. М. Сравнение результатов визуальных измерений магнитных полей крупных солнечных пятен, выполненных в разных обсерваториях в 23-м цикле солнечной активности // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 2006. — Т. 103, вып. 2. — С. 60–67.
- [4] Биктимирова Р. А., Абраменко В. И. Магнитные поля солнечных пятен: сравнение данных КраО и SDO/HMI // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 2020. — Т. 116, № 1. — С. 7–13.

## ПРИМЕНЕНИЕ InSAR-ТЕХНОЛОГИИ ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ДЕФОРМАЦИЙ ИНЖЕНЕРНЫХ СООРУЖЕНИЙ

А. Г. Князев, Лю Лян, Ф. З. Зарипова, Э. Д. Кузнецов  
*Уральский федеральный университет*

Интерферометрический радар с синтезированной апертурой (InSAR) является уникальным методом, используемым для наблюдения деформаций поверхности Земли и искусственных сооружений. Метод основан на использовании спутниковых радиолокационных систем, которые излучают радиоволны и измеряют время, требуемое для прохождения этих волн до поверхности Земли и обратно к спутнику. Данные InSAR позволяют измерять микросмещения поверхности Земли и сооружений, открывая возможность для раннего выявления потенциальных проблемных зон. В данной статье рассматривается применение снимков 2018 и 2023 гг., полученных спутниками Sentinel-1A, Sentinel-2A (программы Copernicus Европейского космического агентства), на участке с расположенной на нем искусственной взлетно-посадочной полосой протяженностью 3.5 км. В работе выполнено сравнение результатов, полученных с помощью InSAR-технологий, с результатами наблюдений деформаций стандартным методом тригонометрического нивелирования, с использованием электронных тахеометров.

## APPLICATION OF InSAR TECHNOLOGY IN OBSERVING DEFORMATIONS OF ENGINEERING STRUCTURES

A. G. Knyazev, Lyu Lyan, F. Z. Zaripova, E. D. Kuznetsov  
*Ural Federal University*

Interferometric synthetic aperture radar (InSAR) is a unique method used to observe surface deformations of the Earth and building constructions. The method is based on the use of satellite radar systems, which emit radio waves and measure the time needed to travel to the Earth's surface and back to the satellite. InSAR data allow to measure small displacements of the Earth's surface and constructions, opening up the possibility for early detection of potential problem areas. This article deals with the application of data given by the Sentinel-1A and Sentinel-2A satellites (the European Space Agency Copernicus Programme) in 2018 and 2023. This specific area of interest includes an artificial runway with a length of 3.5 km. The study involves comparing and contrasting the results of InSAR observations with the results of deformation employing the automatic total station.

## Введение

В современном мире, при развитии инфраструктуры больших промышленных городов и освоении новых территорий, проведение мониторинга деформационного состояния конструкций и геотехнического мониторинга становится неотъемлемой частью при строительстве и эксплуатации инженерных сооружений. Обеспечение безопасности строительства и эксплуатационной надежности становится приоритетом. Взаимодействие основания и фундаментов, изменение гидрогеологических условий, изменение геологических условий — все это влияет на деформативное состояние инженерных конструкций и может привести к чрезвычайным ситуациям [1].

Необходимость проведения мониторинга определяется классом сооружения и инженерно-геологическими условиями площадки строительства, что непосредственно влияет на точность выполнения измерений, периодичность и объем контролируемых параметров. Реализация системы мониторинга геодезическими и аппаратными (не автоматизированными) методами требует много труда, времени, большого количества контрольно-измерительной аппаратуры и оборудования. Обработка и анализ получаемых материалов по результатам мониторинга являются отдельной задачей, требующей больших затрат времени и труда.

Для решения проблемы выявления участков деформаций на обширных площадях или протяженных объектах можно использовать спутниковые системы мониторинга, в частности интерферометрический радар с синтезированной апертурой (InSAR) [2, 3]. Использование двух и более радиолокационных изображений (метод InSAR) позволяет создавать карты деформации поверхности или цифровую модель рельефа, используя различия в фазах волн, возвращающихся к спутнику [4, 5].

Комплексный подход с применением InSAR и спутниковых навигационных систем позволяет измерять деформации поверхности Земли и инженерных конструкций на уровне нескольких миллиметров на интервалах от нескольких дней до нескольких лет [6, 7].

## Наблюдения

Размеры ВВП составляют  $3\,100 \times 45$  м, что соответствует классу А аэропорта и максимальной нагрузке, испытываемой при нормальной посадке самолета до 160 т (1.3 веса самолета), при условиях грубой посадки до 280 т (2.3 веса самолета). Прибрежный район расположения отличается крайне малой водостабильностью. Подземные воды гидравлически взаимосвязаны, и изменение уровня подземных вод является критическим. Участок работ относится ко II (средней сложности) категории инженерно-геологических условий. Допустимые значения деформаций взлетно-посадочной полосы составляют 50 мм [8].

Организация и выполнение работ по геотехническому мониторингу [9] геодезическими методами начались в 2021 г. после выявления дефекта — вертикальной деформации (просадки) участка асфальтобетонного покрытия. Наблюдения предусматривали работы по контролю за положением покрытия участка искусственной взлетно-посадочной полосы (ИВПП) и определению величины вертикальной деформации (просадки). Работы производились с помощью электронного тахеометра методом тригонометрического нивелирования. В качестве исходных пунктов использовались пункты планово-высотного съемочного обоснования, расположенные в пределах видимости ИВПП. Уравнивание результатов измерений выполняется параметрическим способом по критерию минимизации суммы квадратов поправок в измерения в программном комплексе **Credo Нивелир**.

Величина деформации асфальтобетонного покрытия определялась относительно начальной поверхности, построенной по данным исполнительной документации асфальтобетонного покрытия 2007 г. Для определения общей зоны деформации и выявления новых участков в ноябре 2023 г. выполнены наблюдения взлетно-посадочной полосы и прилегающей территории методом дифференциальной интерферометрии (DInSAR) с использованием изображений SAR с разной фазой времени.

Первый этап — получение данных. В работе применены данные пар снимков 2018 г. и 2023 г. спутников Sentinel-1A и Sentinel-2A [10]. Второй этап — обработка. Обработка изображений выполнена в программном комплексе SNAP [11]: решено геометрическое соотношение длины волны радиолокатора, высоты датчика, базового расстояния антенны и ориентации луча. Третий этап — визуализация результатов. Визуализация может выполняться в любом программном обеспечении, которое поддерживает растровые данные

формата **GeoTiff**, что позволяет увидеть информацию о деформациях наземных целей (вертикальные смещения), а также рассчитать динамику смещений.

## Результаты

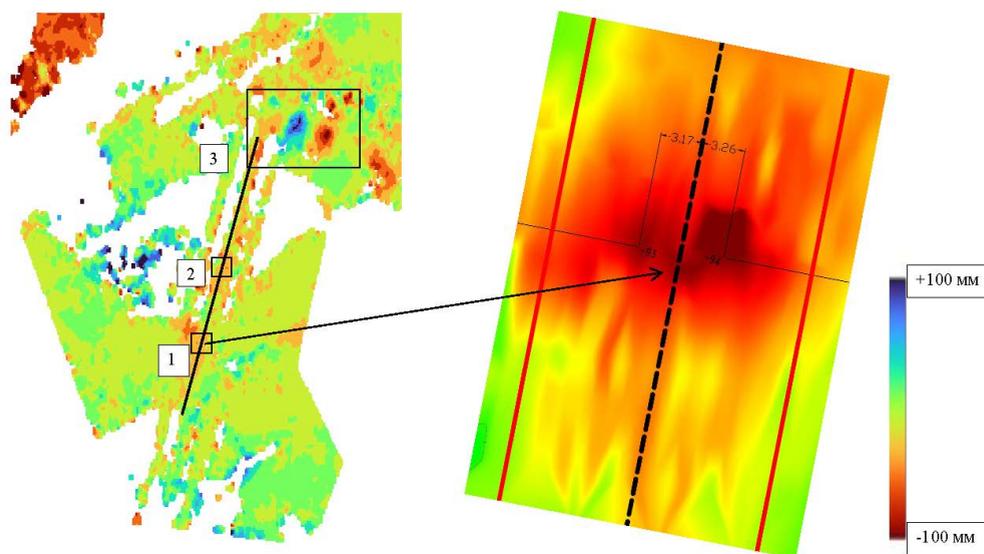
На рисунке представлены результаты, полученные InSAR-методом и методом тригонометрического нивелирования за последние пять лет, с 2018 по 2023 г., на участке наблюдений. С помощью технологии DInSAR выявлены изменения, в большей степени связанные с проведением строительных и ремонтных работ при реконструкции объекта «Участок 3».

На протяжении всей взлетно-посадочной полосы наблюдаются деформации в пределах 25 мм на северной (верхней) части снимков со знаком плюс, а на южной (нижней) части снимка — со знаком минус, что является допустимым отклонением для конструкции ИВПП данного класса.

При детальном изучении изображений выявлены два локальных участка деформаций (просадки), на которые следует обратить внимание.

«Участок 1». Диапазон изменения уровня поверхности конструкции, по данным InSAR (2018—2023), составляет от  $-25$  до  $-113$  мм, что соответствует деформации (просадка)  $-88$  мм. По данным наблюдений наземными методами, при использовании в виде исходных данных материалов исполнительных чертежей 2007 г., деформация на данном участке составила  $-94$  мм.

«Участок 2». Деформация данного участка выявлена при обработке снимков InSAR только в ноябре 2023 г. и требует проверки наземными методами наблюдений.



Результаты наблюдений InSAR 2018—2023 гг. (снимок слева) и результаты наблюдений тригонометрическим нивелированием (снимок справа)

## Выводы

По материалам совместных наблюдений двумя разными методами можно сделать выводы о сходимости данных значений деформаций и о возможности использования метода дифференциальной спутниковой интерферометрии для выявления зон аномальных критических смещений.

При использовании InSAR для выявления точных границ участков и значений деформаций требуются снимки с более высоким разрешением и разработка нормативно-технической документации.

Ввиду тектонических особенностей расположения участка наблюдений и геотехнических условий площадки расположения объекта рекомендуется продолжить наблюдения деформаций наземными и спутниковыми методами для дальнейшего сопоставления результатов и выявления корреляции данных, полученных с использованием различных методов наблюдений.

## Библиографические ссылки

- [1] *Ширшова В. Ю.* Опыт мониторинга оседаний земной поверхности в урбанизированных районах методом радиолокационной спутниковой интерферометрии на примере города Санкт-Петербург // Изв. вузов «Геодезия и аэрофотосъемка». — 2020. — Т. 64. — С. 399–408.
- [2] *Верба В. С., Неронский Л. Б., Турук В. Э.* Перспективные технологии цифровой обработки радиолокационной информации космических РСА // Радиотехника. — 2019. — С. 416.
- [3] *Hanssen R. F.* Radar interferometry: data interpretation and error analysis // USA: Springer Science Business Media. — 2001. — Vol. 2. — P. 307.
- [4] *Burgmann R., Rosen P. A., Fielding E. J.* Synthetic aperture radar interferometry to measure Earth's surface topography and its deformation // Annual Review of Earth and Planetary Sciences. — 2000. — Vol. 28. — P. 169–209.
- [5] *Massonnet D., Feigl K. L.* Radar interferometry and its application to changes in the Earth's surface // Rev. Geophys. — 1998. — Vol. 36.
- [6] *Qiang X.* Accuracy detection of Satellite and InSAR Technology in the Deformation Monitoring in Civil Engineering. — 2020. — Vol. 580. — P. 012066.
- [7] *Helz R.* Monitoring Ground Deformation from Space. — 2005. — Ser. U.S. Geological Survey Fact Sheet 2005–3025 July 2005 (<https://pubs.usgs.gov/fs/2005/3025/2005-3025.pdf>).
- [8] СП 121.13330.2019 Актуализированная редакция «СНиП 32-03-96 Аэродромы» (с изменениями и дополнениями). — 2019.
- [9] СП 22.13330.2016. Основания зданий и сооружений. Актуализированная редакция СНиП 2.02.01-83. — 2017.
- [10] Электронный ресурс: <https://sentinel.esa.int/web/sentinel/home>.
- [11] Электронный ресурс: <https://scihub.copernicus.eu>.

## АСТРОНОМИЯ В ПЕТЕРБУРГСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ В XVIII—XIX вв.

**Х. А. Краяни**

*Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого*

Кратко рассматривается развитие астрономии в Санкт-Петербургском университете с момента его основания и до начала XX в. Отмечены важнейшие достижения университетских астрономов в эти времена.

## ASTRONOMY IN ST. PETERSBURG UNIVERSITY IN XVIII—XIX CENTURIES

**H. A. Krayani**

*Saint Petersburg State University,  
Saint Petersburg Polytechnic University*

The development of astronomy in the St. Petersburg University from its foundation until the XX century is briefly considered. The most important achievements of University astronomers during those times are outlined.

## Введение

Астрономия присутствует в Санкт-Петербургском университете, как теперь считается, с момента его основания (вместе с Академией наук и Академической гимназией) приказом Петра I в 1724 г. Развитие Астрономического отделения университета можно разделить на три периода: первый длился со второй четверти XVIII в. до Октябрьской революции, второй — советский период, а третий (современный) начался после распада СССР.

В данной работе рассмотрены важнейшие работы первого периода.

## Метод и результат

Данный обзор — результат изучения как современной научно-исторической литературы и обзоров исследований разных периодов времени, так и оригинальных трудов, многие из которых, на удивление, оказались теперь доступными и в электронном виде. Список основной литературы (и более полная версия данной статьи) приведен в [1].

Как известно, основными направлениями астрономических исследований в мире в XVIII—XIX вв. были работы по определению точных координат звезд, а также планет, их спутников и комет (для уточнения теорий движения). Координаты небесных объектов были необходимы для нахождения точных координат на суше и на море и для целей картографирования. Также проводились наблюдения двойных и переменных звезд и решались различные небесно-механические задачи. Исследования в этих областях в университете были начаты сразу на самом высоком уровне.

**Университет и обсерватория Академии наук в XVIII в.** Университет был образован при Академии наук в Санкт-Петербурге в 1724 г. В то же время было начато создание астрономической обсерватории, располагавшейся на трех верхних этажах башни

Кунсткамеры, и была предусмотрена должность профессора астрономии. Довольно быстро обсерватория стала одной из самых передовых в мире. При основании университета Петр I пригласил на должность профессора астрономии крупного французского ученого, члена многих академий наук Ж.-Н. Делиля (J.-N. De L'Isle), который проработал в университете более 20 лет (1725—1747). Он внес громадный вклад в совершенствование методов астрономических наблюдений. В числе прочего усовершенствовал наблюдения затмений спутников Юпитера и составил их точные эфемериды, необходимые для нахождения долготы. Кроме того, например, используя собственные наблюдения, проведенные во Франции и Петербурге, Ж.-Н. Делиль впервые определил гелиоцентрические координаты солнечных пятен.

Как первый профессиональный астроном в России, Ж.-Н. Делиль инициировал образование Метеорологической службы (1726) и был создателем долгое время употреблявшейся в метеорологии единицы измерения — градуса Делиля. Он организовал в 1735 г. первую в России Службу времени. Такая служба была предметом усилий университетских астрономов в последующие времена. Был первым руководителем Географического департамента Академии наук, основанного в 1739 г., в частности, для организации экспедиций в разные губернии с целью определения астропунктов — опорных точек геодезической сети, точные координаты которых найдены астрономическим путем. Материалы первой сибирской экспедиции Ж.-Н. Делиля 1740 г. были недавно переизданы в полном объеме.

После Ж.-Н. Делиля астрономические наблюдения и картографирование были продолжены в университете в первую очередь академиками Л. Эйлером и Х. Н. фон Винсгеймом.

Хорошо известны работы по теории параллакса небесных тел следующего руководителя Географического департамента, астронома, акад. А. Н. Гришова. Сменивший последнего акад. М. В. Ломоносов не только наблюдал движение Венеры на фоне Солнца, но и открыл присутствие у нее атмосферы, что считается самым важным из его астрономических исследований.

В 1727—1741 (проф. математики с 1733 г.) и 1766—1783 гг. в Академии наук работал выдающийся математик и механик Л. Эйлер. Его интересы были обширными, а научные труды многочисленными, более 100 его работ относятся к астрономии.

В те времена важной проблемой было вычисление элементов орбиты тела Солнечной системы по результатам нескольких наблюдений, и, кроме прочего, Л. Эйлер разработал новые способы подобных расчетов и использовал их, например, в случае кометы 1769 г.

Л. Эйлер развил теорию возмущенного движения. Хорошо известна его книга «Новая теория движения Луны», в которой он использовал следующие уравнения (здесь и ниже уравнения даются в оригинальных обозначениях):

$$\alpha \frac{\partial^2 x}{\partial \tau^2} + \frac{Sx}{\nu^3} + \frac{\Theta(x - u \cos \phi)}{\omega^3} + \frac{\Theta \cos \phi}{u^2} = 0, \quad (1)$$

$$\alpha \frac{\partial^2 y}{\partial \tau^2} + \frac{Sy}{\nu^3} + \frac{\Theta(y - u \sin \phi)}{\omega^3} + \frac{\Theta \sin \phi}{u^2} = 0, \quad (2)$$

$$\alpha \frac{\partial^2 z}{\partial \tau^2} + \frac{Sz}{\nu^3} + \frac{\Theta z}{\omega^3} = 0, \quad (3)$$

где  $x$ ,  $y$ ,  $z$  — координаты Луны;  $\tau$  — время;  $\alpha$  — константа, зависящая от единиц, в которых выражается время;  $\nu$ ,  $w$ ,  $u$  — расстояния Солнце—Земля, Земля—Луна и Солнце—Луна соответственно;  $\phi$  — угол между направлениями на точку весеннего равноденствия и на Землю;  $S$  и  $\Theta$  — массы Солнца и системы Земля+Луна соответственно. Отметим, что, рассматривая движение в прямолинейных прямоугольных координатах, Л. Эйлер получил дифференциальные уравнения, представляющие весьма общий случай уравнений колебательного движения, которые позднее приобрели очень большое значение в технике.

В конце XVIII и начале XIX в. Департамент и астрономическую обсерваторию возглавлял ученик Л. Эйлера — акад. С. Я. Румовский. Хорошо известны его работы по наблюдениям движения диска Венеры по изображению Солнца и расчету с высокой точностью параллакса Солнца —  $8.67''$  (современное значение —  $8.79405''$ ). Руководитель Академической обсерватории с 1804 г. акад. Ф. И. Шуберт занимался теорией движения Марса, Луны, Урана, Цереры. В Санкт-Петербурге в 1798 г. он впервые опубликовал курс теоретической астрономии, который по предложению П. С. Лапласа был переведен на французский язык и издан в Европе.

**Обновленный университет и обсерватория в XIX в.** В 1819 г. на смену небольшому академическому университету пришел Главный педагогический институт, реорганизованный в университет.

Первым профессором астрономии в обновленном университете стал В. К. Вишневецкий — крупнейший геодезист своего времени, впоследствии академик Императорской академии наук. В одной из своих экспедиций он впервые надежно вычислил высоту горы Эльбрус — 5 648 м (современные измерения дают 5 642 м), показав тем самым, что она является самой высокой вершиной в Европе.

Он также славился своими наблюдениями. Ученик Ф. В. Бесселя, А. Аргеландер, в своем труде, посвященном определению орбиты кометы 1811 г., использовал наблюдения В. К. Вишневецкого как наиболее длительные из всех имевшихся.

В 1839 г. место профессора астрономии получил крупный специалист в области небесной механики и геодезии акад. А. Н. Савич. Он одним из первых исследовал орбиты новой для его времен планеты Нептун и ее спутника Тритон, скомбинировав данные своих наблюдений Нептуна в 1846–1847 гг. с данными наблюдений Ж. Лаланда, проведенных в 1795 г. Кроме того, совместно с Х. Петерсом, он изучал движение кометы 1585 г. по данным, полученным Тихо Браге. Как геодезист, первым выяснил, что уровень Каспийского моря существенно ниже (на 20 м) уровня Мирового океана.

В течение последних двух десятилетий XIX в. проф. С. П. Глазенап (впоследствии почетный член АН СССР) выполнил многие тысячи микрометрических измерений двойных звезд и визуальные оценки блеска переменных звезд на 9-дюймовом телескопе новой Университетской обсерватории. Он предложил простой и удобный графический метод нахождения истинных орбит двойных звезд по их видимым орбитам. Последние описывались им общим уравнением  $\alpha x^2 + \beta y + \gamma x^2 + \delta xy + \epsilon y^2 + 1 = 0$ , в котором коэффициенты  $\alpha$ ,  $\gamma$  и  $\beta$ ,  $\epsilon$  определялись координатами пересечения видимой орбиты с осями  $y$  и  $x$  соответственно, а последний  $\delta$  находился привлечением дополнительных точек орбиты. Переход от этого уравнения к параметрам истинной орбиты производился по известным формулам проф. М. А. Ковальского, выпускника университета и ученика А. Н. Савича. Основные научные труды проф. А. А. Иванова (впоследствии чл.-корр. АН СССР), начавшего работу в университете в 1895 г., были посвящены небесной механике, гравиметрии и практической астрономии. Одним из его важных исследований было измерение величины силы тяжести в разных, достаточно удаленных точках и вывод о том, что полушария Земли несимметричны. Он также работал в Главной палате мер и весов под руководством акад. Д. И. Менделеева и по предложению последнего занимался абсолютным определением силы тяжести при помощи длинных маятников, получив, например, для Петербурга  $g = 981.948 \pm 0.011$  см/с<sup>2</sup>.

Неожиданно сильно связанными с университетской астрономией оказались работы профессора физики университета О. Д. Хвольсона (позднее чл.-корр. Петербургской АН и почетный член АН СССР). В 1886 г. он представил работу, открывшую эпоху теоретического изучения уравнения переноса излучения, чем оказалась позднее знаменита Ленинградская школа переноса излучения. О. Д. Хвольсон первым записал интенсивность излучения  $f(a)$

на глубине  $a$  под поверхностью плоскопараллельного слоя, освещаемого снаружи, в виде

$$f(a) = f(0) e^{-pa} - \frac{\alpha K}{2} \int_0^a f(x) \omega(pa - px) dx - \frac{\alpha K}{2} \int_a^h f(x) \omega(px - pa) dx + Refl, \quad (4)$$

где  $h$  — толщина слоя;  $\alpha$  — коэффициент поглощения для рассеивающих частиц;  $p$  — сумма коэффициентов поглощения частиц и окружающей их среды ( $p \approx \alpha$ );  $K$  — альbedo однократного рассеяния;  $\omega(x) = -\int_x^\infty e^{-t}/t dt$ ,  $Refl$  — вклад отражения от дальней границы слоя.

Хотя О. Д. Хвольсон исследовал диффузию света в молочных стеклах, его уравнение применимо к рассеянию света в атмосферах звезд и планет и в других средах. Работы О. Д. Хвольсона сильно опередили свое время: им было получено не только основное уравнение теории многократного рассеяния света, но также найдена асимптотика интенсивности излучения при больших оптических толщинах.

Добавим, что О. Д. Хвольсон также предсказал кольцевидную форму изображений (космических) источников света при гравитационном линзировании. В 1936 г. А. Эйнштейн вычислил радиус такого кольца, но впервые кольцо Эйнштейна — Хвольсона удалось наблюдать лишь в конце XX в.

В предреволюционной России важные астрономические работы в университете были выполнены М. А. Вильевым. Несмотря на то что он умер от испанки в возрасте 26 лет, за 7 лет научной работы он успел опубликовать более 120 статей по различным вопросам небесной механики, определению элементов орбит тел Солнечной системы, а также по истории науки.

Резюмируя, отметим, что в XVIII в. астрономия по существу появилась в России, а не только в университете, где была оборудована первая современная обсерватория и создана Служба времени (Делиль). Приведенные примеры показывают, что в университете начали проводить астрономические наблюдения за телами Солнечной системы (Делиль, Ломоносов, Румовский, Шуберт) как для их более глубокого исследования, так и для расчетов эфемерид. Выполнялись астрометрические наблюдения и расчеты, необходимые для картографии (Делиль, Эйлер, Винсгейм, Гришов). Разрабатывались новые разделы небесной механики (Эйлер). Кроме того, астрономы участвовали во многих смежных исследованиях (метеорология, переводы научных трудов, создание словарей и атласов). Были написаны первые учебники.

В XIX в. астрономы перешли от картографии (Вишневский) к геодезии (Вишневский, Савич, Иванов). Сместился акцент в астрономических наблюдениях с тел Солнечной системы (Вишневский) на (двойные) звезды (Глазенап). Наряду с развитием небесной механики (Савич, Вильев) появились физические исследования, в частности, рассмотрение переноса излучения в различных средах (Хвольсон), что станет одной из центральных тем в университете в XX в. По-прежнему проводились исследования в смежных областях (Вишневский, Иванов, Вильев) и большое внимание уделялось педагогической активности и написанию учебников (Савич, Глазенап, Иванов).

В последующие десятилетия все эти направления получили в университете дальнейшее развитие (наряду с новыми направлениями), что подробно описано в [1].

## Библиографические ссылки

- [1] *Прокропьева М. С., Краяни Х. А., Ильин В. Б.* Астрономические исследования на математических факультетах Санкт-Петербургского университета. Ч. 1 // Вестн. СПбГУ. Математика. Механика. Астрономия. — 2024. — Т. 11, № 2 (в печати).

## ВЫБРОС ПЫЛИ В ПЛАЗМЕННУЮ ОБОЛОЧКУ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ АКТИВНЫХ АСТЕРОИДОВ

С. Ю. Кузнецов

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*

Данная статья посвящена анализу динамики пылевых частиц субмикронного размера вблизи поверхности активных астероидов. Солнце играет важную роль в прохождении астероида вблизи перигелия. Помимо основной роли в сублимации частиц под действием радиации Солнце вносит существенный вклад в эволюцию движения пылевых частиц. Потоки ионизированной плазмы взаимодействуют с поверхностью астероида, образуя электростатическое поле, позволяющее частицам «леветировать» над поверхностью.

## DUST INJECTION INTO THE PLASMA SHEATH NEAR THE SURFACE OF ACTIVE ASTEROIDS

S. Yu. Kuznetsov

*Moscow State University*

This article is devoted to the analysis of the dynamics of submicron-sized dust particles near the surface of active asteroids. The Sun plays an important role in the passing of an asteroid near perihelion. In addition to the main role in the sublimation of particles under the action of radiation, the Sun makes a significant contribution to the evolution of the motion of dust particles. Streams of ionized plasma interact with the surface of the asteroid, forming an electrostatic field that allows particles to levitate above the surface.

## Введение

При прохождении астероидов вблизи перигелия, в недрах которых может сохраняться водяной лед, формируется тонкая пылевая экзосфера, состоящая из частиц субмикронного размера. Механизм образования такой пылевой экзосферы — сублимация подповерхностных залежей водяного льда или последствия ударных событий, вызывающих газовые потоки, которые приводят к формированию временной пылевой экзосферы.

## Динамика пылевых частиц

Силы, действующие на пылевые частицы, делятся на два типа — гравитационные и негравитационные [1–3]. К негравитационным силам относятся:

- давление пара на частицы пыли при сублимации. Он задает начальные условия, при которых частица начинает двигаться до тех пор, пока влияние других сил не станет доминирующим;
- давление солнечного излучения, которое является одним из основных механизмов выноса частиц из пылевой экзосферы астероидов;

— электростатические силы [4–6]. Могут вытягивать частицы с поверхности астероида на высоту до нескольких метров и позволять им «левитировать».

Все вышеперечисленные силы оказывают значительное влияние на динамику пылевых частиц размером 0.01–1 мкм. Так в стационарных условиях давление солнечного света довольно быстро удаляет пылевые частицы мелкого размера от окрестностей астероида. Таким образом, динамика движения может быть описана следующим ДУ:

$$\ddot{\vec{r}} = -\frac{GM\vec{r}}{r^3} + \frac{Q_d(t)}{m_p} [E(\vec{r}) + \vec{r} \times B(\vec{r})] + \frac{1}{m_p} F_{SRP}(\vec{r}), \quad (1)$$

где  $Q_d(t)$  — заряд;  $m_p$  — масса пылевой частицы;  $F_{SRP}(\vec{r})$  — давление солнечного света, а  $E$  и  $B$  — электрические и магнитные поля соответственно.

Хотя на больших высотах гравитация и давление солнечного света являются основными силами, влияющими на динамику пылевых частиц, но в то же время вблизи поверхности большой вклад вносят электростатические силы. При взаимодействии поверхности астероида с солнечным ветром дневная сторона астероида заряжается положительно из-за преобладания фотоэлектронов. При этом над поверхностью астероида, возле подсолнечной точки, образуется плазменно-пылевая оболочка толщиной до нескольких метров [2, 6]. В таких условиях заряженная пыль имеет тенденцию мигрировать к дневной стороне. Как следует из  $2D$ -моделирования [1–3], наибольшая разность потенциалов находится вблизи терминаторов, где плазменно-пылевой слой достигает максимальной толщины, вследствие чего электростатическое поле может ускорять движение мелких заряженных частиц настолько, что те покидают гравитационное поле астероида [5, 6].

## Заключение

Электростатическое поле и давление солнечного света на освещенной стороне активно-го астероида могут привести к образованию тонкой и относительно стабильной пылевой экзосферы (толщиной в диапазоне 10–10<sup>3</sup> м и оптической толщиной  $\tau < 0.5$ ), состоящей из частиц минимального размера (0.01–1.0 мкм) в виде близкого к поверхности плазменно-пылевого слоя при условии, что скорость выброса пылевых частиц в этот слой при сублимации льда H<sub>2</sub>O превышает скорость их выброса электростатическим полем вблизи терминатора.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 22-12-00115.

## Библиографические ссылки

- [1] *Poppe A. R.* An improved model for interplanetary dust fluxes in the outer Solar System // *Icarus*. — 2016. — Vol. 264. — P. 369–386.
- [2] *Hartzell Ch. M.* Dynamics of 2D electrostatic dust levitation at asteroids // *Icarus*. — 2019. — Vol. 333. — P. 234–242.
- [3] *Yu W., Han D., Wang J. J.* Numerical Modeling of Dust Dynamics Around Small Asteroids // *AIAA SPACE 2016*. <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2016-5447>.
- [4] *Collier M., Farrell W., Stubbs T.* The lunar dust pendulum // *Advances in Space Research*. — 2013. — Vol. 52. — P. 251–261.
- [5] *Nitter T., Hawnes O.* Dynamics of Dust in a Plasma Sheath and Injection of Dust Into the Plasma Sheath above Moon and Asteroidal Surfaces // *Earth Moon and Planets*. — 1992. — Vol. 56, № 1. — P. 7–34.
- [6] *Pascal L.* Dust levitation on asteroids // *Icarus*. — 1996. — Vol. 124. — P. 181–194.

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ 1-АЦЕНАФТИЛА И МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА

А. А. Кузнецова, Д. П. Порфирьев

*Самарский национальный исследовательский университет им. С. П. Королева,  
Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН*

В данной работе представлены результаты квантово-химического исследования поверхности потенциальной энергии реакции окисления аценафтила молекулярным кислородом. Результаты были получены на уровне теории G3(MP2,CC)//B3LYP/6-311G(d,p). Данный подход обеспечивает химическую точность относительных энергий и молекулярных параметров. Для исследованных путей реакции были рассчитаны значения констант скоростей для различных внешних условий в рамках теории RRKM-ME с кинетической точностью, а также получены относительные выходы продуктов реакции. Анализ результатов показал, что при высоких значениях температур и низком давлении доминирует канал отрыва терминального атома кислорода O, при низких температурах и давлениях — канал отрыва монооксида углерода CO.

## THEORETICAL STUDY OF THE REACTION OF 1-ACENAPHTHYL WITH MOLECULAR OXYGEN

A. A. Kuznetsova, D. P. Porfiriev

*Samara National Research University, Lebedev Physical Institute, Samara Branch*

In this paper we present the results of a quantum-chemical study of the potential energy surface of the oxidation reaction of 1-acenaphthyl with molecular oxygen. The results were obtained at the G3(MP2,CC)//B3LYP/6-311G(d,p) level of theory. This approach provides chemical accuracy of relative energies and molecular parameters. For the studied reaction pathways, the values of rate constants were calculated for various external conditions within the framework of the RRKM-ME theory with kinetic accuracy and the branching ratios of the reaction products were obtained. Analysis of the results showed that at high temperatures and low pressure the channel for losing the terminal oxygen atom O dominates, at low temperatures and pressures the channel for losing carbon monoxide CO dominates.

## Введение

Современные спектроскопические исследования диффузных межзвездных и неидентифицированных инфракрасных полос, а также углеродистых хондритов показали, что ПАУ присутствуют в межзвездной среде в большом количестве. Они были обнаружены в околозвездных оболочках богатых углеродом звезд асимптотической ветви гигантов (AGB) и составляют до 20 % от наблюдаемого углерода в космическом пространстве [1]. Исследование механизмов образования и разрушения ПАУ в межзвездной среде представляет большой интерес, поскольку ПАУ могут являться промежуточной стадией синтеза пребиотических молекул в космосе.

Одним из доминирующих механизмов роста ПАУ в условиях горения является механизм НАСА (H abstraction C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> addition), в котором рост ПАУ осуществляется посредством последовательного отрыва атома водорода и присоединения ацетилена [2]. Исследование же процессов окисления ПАУ является важной задачей, поскольку они в значительной степени определяют обратный процесс разрушения шестичленных и пятичленных ароматических колец [3].

## Описание методики

В настоящей работе оптимизация молекулярных параметров реагентов, продуктов, локальных минимумов и переходных состояний была реализована на уровне теории функционала плотности с трехпараметрическим функционалом Бекке, корреляционным функционалом Ли — Янга — Парра V3LYP [4, 5] и базисным набором Попла 6-311G(d,p). Также на этом же уровне теории были рассчитаны гармонические колебательные частоты и энергии нулевых колебаний. Связность найденных стационарных состояний через соответствующие переходные состояния была подтверждена IRC расчетами.

Дальнейшее уточнение электронных энергий производилось с помощью композитной расчетной схемы G3(MP2,CC)//V3LYP/6-311G(d,p). Вначале энергия уточнялась методом связанных кластеров с одиночными, двойными и тройными (в рамках теории возмущений) возбуждениями CCSD(T) [6, 7] с базисным набором 6-311G(d,p). Далее производились расчеты по теории возмущений Мёллера — Плессета второго порядка с большим базисным набором (Large) и малым (6-311G(d,p)). Относительная энергия (1) рассчитывалась так:

$$E[G3(MP2,CC)] = E[CCSD(T)/6-311G^{**}] + \Delta EMP2 + E(ZPE), \quad (1)$$

где  $\Delta EMP2 = E[MP2/G3Large] - E[MP2/6-311G^{**}]$  — коррекция, обусловленная применением более широкого базиса;  $E(ZPE)$  — поправки на энергию нулевых колебаний.

Данный подход позволил достичь химической точности по относительным энергиям на уровне 1 ккал/моль [8], по длинам связи — 0.01–0.02 Å, по валентным углам — 1–2°, по двугранным углам — 2–4°. Для проведения ab initio расчетов электронной структуры использовался программный пакет GAUSSIAN 09.

Феноменологические константы скорости, зависящие от температуры и давления, вычислялись в рамках теории Райса — Рамспергера — Касселя — Маркуса с решением основного кинетического уравнения (PPKM-OU) при помощи программного пакета MESS [9, 10].

## Обсуждение результатов

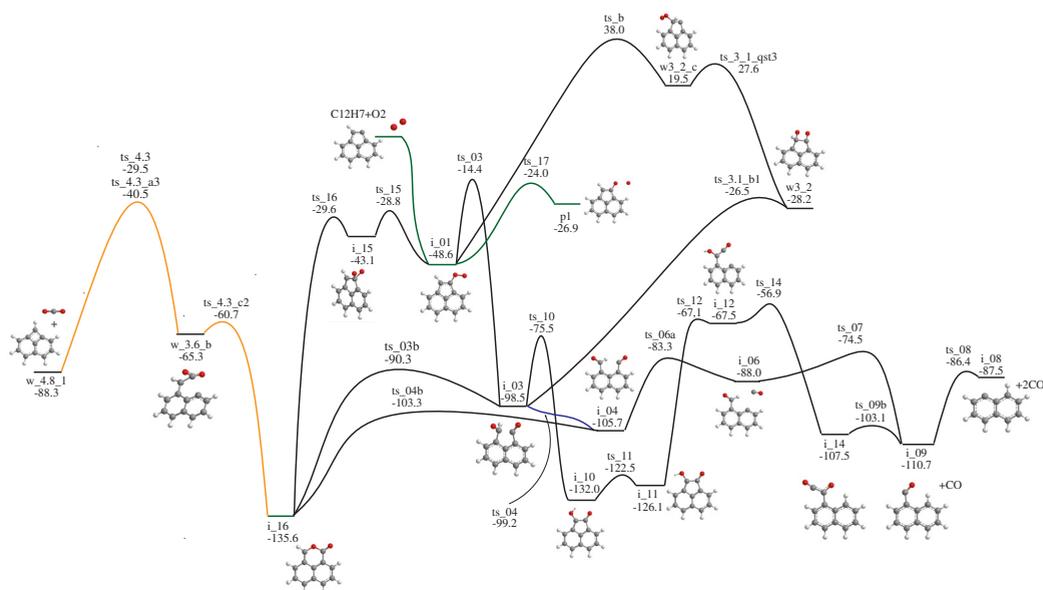
На рисунке представлена основная часть ППЭ для реакции между 1-аценафтилом и молекулярным кислородом в основном состоянии, полная энергия которых устанавливает нулевой уровень для всех последующих относительных значений. Начальной стадией реакции является безбарьерное присоединение O<sub>2</sub> к радикальному участку 1-аценафтила, что приводит к образованию 1-аценафтильного пероксирадикала (i\_01). Для установления факта отсутствия барьера были проведены расчеты частичной оптимизации на уровне V3LYP/6-311G^{\*\*}, при котором расстояние между ближайшим атомом кислорода и углеродом фиксировалось в пределах значений [1.757, 3.257] Å. Результаты показали, что потенциальная энергия меняется плавно и монотонно, что свидетельствует об отсутствии четко выраженного переходного состояния.

После образования, пероксирадикал может трансформироваться четырьмя способами. Первый из них — потеря терминального атома кислорода, которая ведет к образованию продукта P<sub>1</sub>, находящегося на 26.9 ккал/моль ниже, чем исходные реагенты. Это энергетически наиболее выгодный канал, что подтверждается кинетическими расчетами.

Дальнейшие исследованные каналы реакции посредством многократной изомеризации ведут к образованию различных интермедиатов, среди которых необходимо выделить i\_04, i\_12, i\_14, а также i\_09, от которых возможен последующий отрыв монооксида углерода. Отрыв монооксида углерода от интермедиата i\_04 происходит через преодоление барьера высотой в 22.4 ккал/моль и представляется вторым наиболее энергетически выгодным путем данной реакции, что также подтверждается кинетическими расчетами. Отрыв CO от

$i_{14}$  ведет к образованию продукта  $P_3$ , находящегося на 110.7 ккал/моль ниже, чем исходные реагенты. Высота данного барьера составляет 4.4 ккал/моль. Продукт  $P_4$  находится на 88.3 ккал/моль ниже энергии реагентов и получается отрывом  $\text{CO}_2$  от интермедиата  $w_{3.6\_b}$  путем преодоления барьера высотой 35.8 ккал/моль.

Константы скоростей образования продуктов  $P_1 - P_4$  были рассчитаны в диапазоне давлений 0.01–100 атм и в диапазоне температур 500–2500 К. Результаты показали, что наиболее вероятными представляются пути реакции, приводящие к образованию продуктов  $P_1$  и  $P_2$ . Вклад в реакцию каналов образования  $P_3 - P_4$  оказывается незначительным. Анализ результатов расчетов относительных выходов для продуктов показал наличие конкуренции между каналами образования продуктов  $P_1$  и  $P_2$ . При высоких значениях температур и низком давлении доминирующим каналом оказался отрыв O ( $P_1$ ), при низких температурах и давлениях — канал отрыва CO ( $P_2$ ).



Поверхность потенциальной энергии реакции окисления 1-аценафтила молекулярным кислородом

## Заклучение

В данной работе исследовались поверхность потенциальной энергии и кинетика каналов реакции окисления аценафтила молекулярным кислородом. Была построена поверхность потенциальной энергии для данной реакции, включающая наиболее энергетически выгодные пути, полученные с химической точностью на уровне теории G3(MP2,CC)//V3LYP/6-311G(d,p). Для исследованных путей реакции были рассчитаны значения констант скоростей для различных внешних условий в рамках теории RRKM-ME с кинетической точностью. Наиболее энергетически выгодными оказались каналы реакции, приводящие к отрыву атома O и отрыву CO. Из анализа относительных выходов продуктов реакции следует, что при высоких температурах и низком давлении доминирует канал отрыва O (образование продукта  $P_1$ ), при низких температурах и давлениях — канал отрыва CO (образование продукта  $P_2$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта № 075-15-2021-597 «Происхождение и эволюция органических молекул в нашей Галактике».

## Библиографические ссылки

- [1] *Mebel A. M., Landera A., Kaiser R. I.* Formation mechanisms of naphthalene and indene: from the interstellar medium to combustion flames // *The Journal of Physical Chemistry A*. — 2017. — Vol. 121. — P. 901–926.
- [2] *Frenklach M., Feigelson E. D.* Formation of polycyclic aromatic hydrocarbons in circumstellar envelopes // *The Astrophysical Journal*. — 1989. — Vol. 341. — P. 372–384.
- [3] *Ghildina A. R., Mebel A. M., Azyazov A. M.* The oxidation of cyclopenta [b] naphthalene C<sub>13</sub>H<sub>9</sub> radical at the combustion conditions // *AIP Conference Proceedings*. AIP Publishing. — 2020. — Vol. 2304.
- [4] *Becke A. D.* Density-functional thermochemistry. III. The role of exact exchange // *J. Chem. Phys.* — 1993. — Vol. 98, № 7. — P. 5648–5652.
- [5] *Lee C., Yang W., Parr R. G.* Development of the Colle-Salvetti correlation energy formula into a functional of the electron density // *Physical review B*. — 1988. — Vol. 37. — P. 785–789.
- [6] *Adler T. B., Knizia G., Werner H. J.* A simple and efficient CCSD (T)-F12 approximation // *The Journal of chemical physics*. — 2007. — Vol. 127. — P. 221106-1–221106-4.
- [7] *Knizia G., Adler T. B., Werner H. J.* Simplified CCSD (T)-F12 methods: Theory and benchmarks // *The Journal of chemical physics*. — 2009. — Vol. 130. — P. 054104-1–054104-20.
- [8] *Zhang J., Valeev E. F.* Prediction of reaction barriers and thermochemical properties with explicitly correlated coupled-cluster methods: A basis set assessment // *Journal of chemical theory and computation*. — 2012. — Vol. 8. — P. 3175–3186.
- [9] *Georgievskii Y., Müller J. A., Burke M. P., Klippenstein S. J.* Reformulation and solution of the master equation for multiple-well chemical reactions // *The Journal of Physical Chemistry A*. — 2013. — Vol. 117. — P. 12146–12154.
- [10] *Georgievskii Y., Klippenstein S. J.* Master Equation System Solver (MESS). — 2015.

## УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТА ПРОЕКЦИИ НА ОТБОР ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЙ ПО СОБСТВЕННЫМ ДВИЖЕНИЯМ

М. В. Кулеш, А. Ф. Селезнев  
*Уральский федеральный университет*

Представлен метод вычисления лучевой скорости и собственных движений в экваториальной системе координат для точки с заданными экваториальными координатами и параллаксом по положению и скорости центроида скопления в предположении о постоянной пространственной скорости каждой точки. Метод позволяет вычислить диапазоны изменения собственных движений для площадок большого углового размера. Приведены примеры применения алгоритма для Гиад и Плеяд.

## ACCOUNTING THE INFLUENCE OF THE PROJECTION EFFECT ON THE SELECTION OF CLUSTER STARS BY PROPER MOTIONS

M. V. Kulesh, A. F. Seleznev  
*Ural Federal University*

We present a method to calculate the radial velocity and proper motions in equatorial system for a point with given equatorial coordinates and parallax according to the position and velocity of the cluster centroid, under the assumption of a constant spatial velocity of each point. The method makes it possible to calculate the ranges of proper motions for areas with large angular size. Examples of application of the algorithm for the Hyades and Pleiades are given.

## Введение

В звездных скоплениях звезды имеют похожую пространственную скорость. В случае небольших (меньше градуса) областей из этого следует близость наблюдаемых собственных движений звезд в области скопления. Это позволяет из всех звезд области, которых может быть довольно много, отбирать только те звезды, собственные движения которых отличаются от собственного движения центроида скопления в небольшом диапазоне — для учета небольших вариаций пространственной скорости.

Так, например, при отборе звезд скопления Ruprecht 147 [1] авторы отбирали звезды по собственным движениям в интервале  $\pm 2.5$  мсд/год от среднего значения центра скопления ( $\mu_\alpha = -1$  мсд/год и  $\mu_\delta = -27$  мсд/год).

Однако для больших областей близких скоплений (таких как Гиады или Плеяды) собственные движения и лучевая скорость звезд далеко от центра скопления могут значительным образом и систематически отличаться от скоростей центроида из-за изменения взаимной ориентации луча зрения и пространственной скорости (см., например, исследование Плеяд [2], где диапазоны собственных движений уже  $\pm 10$  мсд/год из-за большого размера области).

В этой работе представлены метод учета этого систематического отличия, а также примеры его применения.

## Описание метода

Имеются координаты центра скопления  $\alpha_0$ ,  $\delta_0$ , его параллакс  $\varpi_0$ , лучевая скорость центроида  $V_{r0}$ , собственные движения  $\mu_{\alpha 0}$ ,  $\mu_{\delta 0}$  ( $\mu_{\alpha}$  уже поправлен за фактор  $\cos \delta_0$  для удобства применения).

Считая, что для некоторой звезды с координатами  $\alpha$ ,  $\delta$  и параллаксом  $\varpi$  полная скорость будет равна полной скорости центроида и будет совпадать с ней по направлению, определим собственные движения  $\mu_{\alpha}$ ,  $\mu_{\delta}$  этой звезды.

Удобно перейти в сферическую систему координат  $(\xi, \eta)$ , в которой центр скопления совпадает с точкой ( $\xi_0 = 0$ ,  $\eta_0 = 0$ ), а плоскость  $\xi = 0$  будет включать в себя полный вектор скорости центра, причем  $\mu_{\eta 0} = \mu_0 = \sqrt{\mu_{\alpha}^2 + \mu_{\delta}^2}$ .

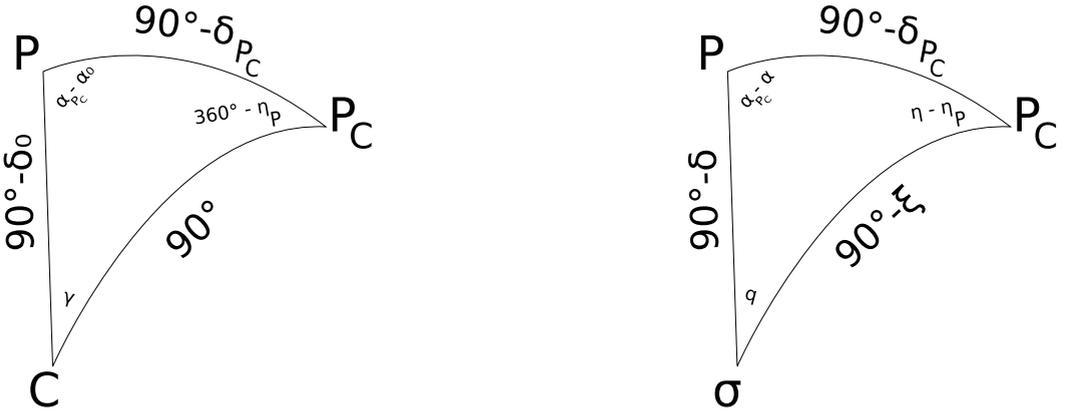


Рис. 1. Сферические треугольники связи двух систем координат, где  $P$  — северный полюс мира;  $P_C$  — северный полюс новой системы координат;  $C$  — центр скопления;  $\sigma$  — произвольное светило

Для преобразований используем сферические треугольники (рис. 1). Экваториальные координаты полюса  $P_C$  новой системы координат:

$$\begin{cases} \sin \delta_{P_C} = \cos \delta_0 \cos \gamma, \\ \sin(\alpha_{P_C} - \alpha_0) = \frac{\sin \gamma}{\cos \delta_{P_C}}, \\ \cos(\alpha_{P_C} - \alpha_0) = -\operatorname{tg} \delta_0 \operatorname{tg} \delta_{P_C}, \end{cases} \quad (1)$$

где угол  $\gamma$  — позиционный угол собственного движения:

$$\cos \gamma = \frac{\mu_{\alpha 0}}{\mu_0}. \quad (2)$$

Северный полюс мира  $P$  в новой системе координат:

$$\begin{cases} \xi_P = \delta_{P_C}, \\ \sin \eta_P = -\frac{\cos \delta_0 \sin \gamma}{\cos \delta_{P_C}}, \\ \cos \eta_P = \frac{\sin \delta_0}{\cos \delta_{P_C}}. \end{cases} \quad (3)$$

Тогда для новых координат  $(\xi, \eta)$  имеем

$$\begin{cases} \sin \xi = \sin \delta_{P_C} \sin \delta + \cos \delta_{P_C} \cos \delta \cos(\alpha_{P_C} - \alpha), \\ \cos \xi \sin(\eta - \eta_P) = \cos \delta \sin(\alpha_{P_C} - \alpha), \\ \cos \xi \cos(\eta - \eta_P) = \sin \delta \cos \delta_{P_C} - \cos \delta \sin \delta_{P_C} \cos(\alpha_{P_C} - \alpha). \end{cases} \quad (4)$$

С помощью поворота системы координат получим выражения для экваториальных собственных движений  $\mu_\alpha$  и  $\mu_\delta$  через  $\mu_\eta$  и  $\mu_\xi$ :

$$\begin{cases} \mu_\alpha = \mu_\xi \sin q + \mu_\eta \cos \xi \cos q, \\ \mu_\delta = \mu_\xi \cos q - \mu_\eta \cos \xi \sin q, \end{cases}$$

где угол поворота  $q$  определяется из

$$\cos q = \frac{\sin \delta_{PC} - \sin \xi \sin \delta}{\cos \xi \cos \delta}. \quad (5)$$

Используя систему координат Охуз, связанную с  $(\xi, \eta)$  и фиксируя составляющие скорости  $V_x, V_y, V_z$  в ней, получаем связь со скоростью в новых координатах:

$$\begin{cases} V_r = V_0 \cos \xi \cos(\theta_0 - \eta), \\ \mu_\xi = \mu_{max} \sin \xi \cos(\theta_0 - \eta), \\ \mu_\eta = \mu_{max} \frac{\sin(\theta_0 - \eta)}{\cos \xi}, \end{cases}$$

где  $V_0 = \sqrt{V_{r0}^2 + V_{\theta0}^2}$ ;  $V_{r0} = 4.734 \frac{\mu_0}{\varpi_0} = V_0 \cos \theta_0$ ;  $\mu_{max} = V_0 \varpi / 4.734$  ( $\varpi$  — параллакс звезды).

## Результаты

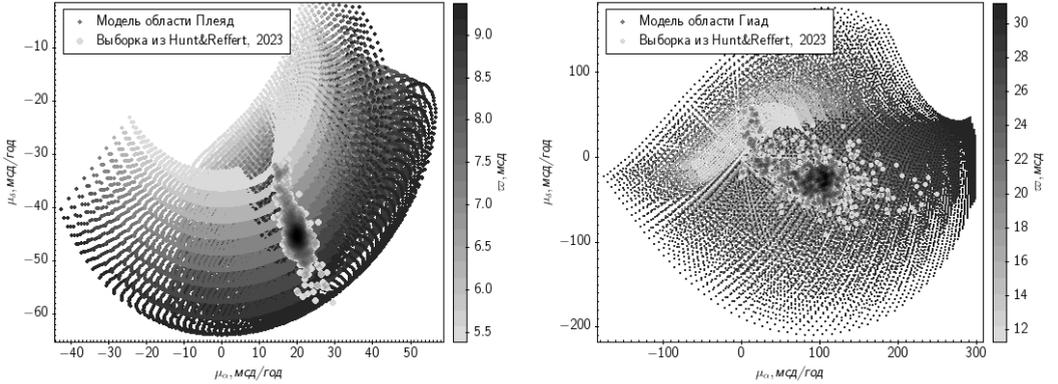


Рис. 2. Карта собственных движений в экваториальных координатах для модельных источников области скопления Плеяды (слева) и Гиады (справа) с наложенными выборками звезд соответствующих скоплений из каталога Hunt&Reffert, 2023 [3]

Алгоритм реализован на языке Python. Для скоплений Плеяды и Гиады из каталога скоплений Hunt&Reffert, 2023 [3] взяты параметры центров:

$$\text{Плеяды: } \begin{cases} \alpha_0 = 56.6798^\circ, \delta_0 = 24.1085^\circ, \varpi_0 = 7.3783 \text{ мсд}, \\ V_{r0} = 5.3425 \text{ км/с}, \mu_{\alpha0} = 19.9552 \text{ мсд/год}, \mu_{\delta0} = -45.4567 \text{ мсд/год}, \end{cases}$$

$$\text{Гиады: } \begin{cases} \alpha_0 = 66.7086^\circ, \delta_0 = 16.0808^\circ, \varpi_0 = 21.2320 \text{ мсд}, \\ V_{r0} = 39.2635 \text{ км/с}, \mu_{\alpha0} = 104.1355 \text{ мсд/год}, \mu_{\delta0} = -28.7323 \text{ мсд/год}. \end{cases}$$

Результаты работы алгоритма для 36 000 пробных источников представлены на рис. 2. Источники сгенерированы в узлах сетки «куба»  $[\alpha_0 - 50^\circ; \alpha_0 + 50^\circ] \times [\delta_0 - 40^\circ; \delta_0 + 40^\circ] \times [\varpi_0 - \Delta\varpi; \alpha_0 + \Delta\varpi]$  с 60 узлами по угловым координатам и 10 узлами по параллаксу. Диапазон параллакса  $\Delta\varpi = 2$  мсд для Плеяд,  $\Delta\varpi = 10$  мсд для Гиад, сближение меридианов не учитывалось. Достаточно протяженные модельные зоны практически полностью включают в себя выборки скоплений из каталога Hunt&Reffert, 2023 [3], даже учитывая отличия пространственной скорости в области приливных хвостов.

## Заключение

Из рис. 2 видно, что собственные движения могут варьироваться в гораздо большем промежутке для близких скоплений (больше 100 мсд). Значительно влияет также протяженность скопления по лучу зрения, — большой параллакс источников приводит к сильному отличию собственных движений на разном расстоянии.

Простое предположение о постоянной пространственной скорости дает гораздо большую область возможных собственных движений, нежели выборки, использующие отбор исходя из иных предположений: близость параллакса, увеличение плотности в пространстве собственных движений и т. д.

Это хорошо видно на рис. 2 для Плеяд: область возможных значений собственных движений существенно больше области, которую захватывает выборка звезд скопления. Это может привести к неполноте выборки.

Важно понимать, что в работе никак не учитываются случайные отклонения скорости звезд скопления, а также отклонения скорости, вызванные притяжением со стороны Галактики, поэтому эта методика предназначена исключительно для учета систематических изменений собственных движений за счет проекции.

Работа при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

## Библиографические ссылки

- [1] *Yeh Fu Chi, Carraro G., Montalto M., Seleznev A. F.* Ruprecht 147: A Paradigm of Dissolving Star Cluster // *Astron. J.* — 2019. — Vol. 157, № 3. — P. 115. 1901.04253.
- [2] *Danilov V. M., Seleznev A. F.* On the Motion of Stars in the Pleiades According to Gaia DR2 Data // *Astrophysical Bulletin.* — 2020. — Vol. 75, № 4. — P. 407–424. 2012.15289.
- [3] *Hunt E. L., Reffert S.* Improving the open cluster census. II. An all-sky cluster catalogue with Gaia DR3 // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 673. — P. A114. 2303.13424.

## НЕРАЗРЕШЕННЫЕ ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ С БЕЛЫМИ КАРЛИКАМИ В РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЯХ

**В. О. Михневич**

*Уральский федеральный университет*

В этой работе мы рассматриваем неразрешенную двойную систему, включающую звезду главной последовательности и белый карлик, и исследуем, где на диаграмме «звездная величина — показатель цвета» скопления могут располагаться такие системы.

## UNRESOLVED BINARY SYSTEMS WITH WHITE DWARFS IN OPEN CLUSTERS

**V. O. Mikhnevich**

*Ural Federal University*

In this paper we consider an unresolved binary system including a main sequence star and a white dwarf, and investigate the position of such systems on cluster's color — magnitude diagram.

### Введение

Рассеянные звездные скопления (РЗС) все чаще привлекают внимание при поиске белых карликов (БК). Являясь членами скопления, они имеют те же характеристики, что открывает дополнительные возможности в исследовании эволюции скопления и самих белых карликов. В наиболее проэволюционировавших и населенных РЗС ожидается присутствие заметной доли БК, в том числе и в двойных системах. Присутствие горячего белого карлика и холодной маломассивной звезды главной последовательности (ГП) обеспечивает уникальное сочетание фотометрических характеристик в двойной системе БК+ГП. В этой работе мы рассмотрим такую комбинацию компонентов неразрешенной двойной системы и исследуем, где на фотометрической диаграмме скопления могут располагаться такие системы.

### Фотометрические свойства систем БК+ГП в РЗС

Изучение рассеянных скоплений всегда было осложнено их низкой плотностью и типичным расположением в диске Галактики. По этим причинам затруднительно выделить их члены среди звезд поля. Выборки вероятных членов скоплений, представленные в каталоге Э. Хант и С. Рефферт [1], содержат объекты вплоть до  $\sim 20$  звездной величины, что значительно увеличивает число известных членов скоплений по сравнению с предыдущими подобными работами. Также недавно были опубликованы списки ранее не ассоциированных со скоплениями белых карликов [2].

В случае разрешенных двойных систем положение компонента — белого карлика на диаграмме «звездная величина — показатель цвета» (CMD) — не отличалось бы от положения одиночной звезды. Но выборки вероятных членов скоплений содержат большое количество

объектов, лежащих ниже главной последовательности на CMD. Эти объекты предположительно могут являться неразрешенными двойными системами с БК в качестве одного из компонентов. На рис. 1 показана диаграмма скопления NGC 3532 в фотометрической системе Gaia. Серыми точкам обозначены члены выборки с вероятностью принадлежности к скоплению  $> 50\%$  [1]. Черными звездочками указаны звезды ГП, с которыми комбинировались объекты, являющиеся ассоциированными со скоплением белыми карликами [2]. БК указаны темно-красными точками. Численно смоделированные неразрешенные БК+ГП системы обозначены фиолетовыми точками. Чтобы вычислить звездные величины неразрешенных систем, был использован подход, примененный в работе А. А. Малофеевой с соавторами [3]. С помощью формулы Погсона можно получить следующее выражение:

$$m_{\text{БК+ГП}} = m_{\text{БК}} - 2.5 \lg \left( 1 + \frac{1}{10^{0.4(m_{\text{ГП}} - m_{\text{БК}})}} \right), \quad (1)$$

где  $m_{\text{БК}}$  — звездная величина БК;  $m_{\text{ГП}}$  — звездная величина звезды ГП;  $m_{\text{БК+ГП}}$  — звездная величина неразрешенной двойной системы. Из рис. 1 видно, что в случае сочетания БК с более горячей звездой ГП двойная система не отличается от звезд ГП.

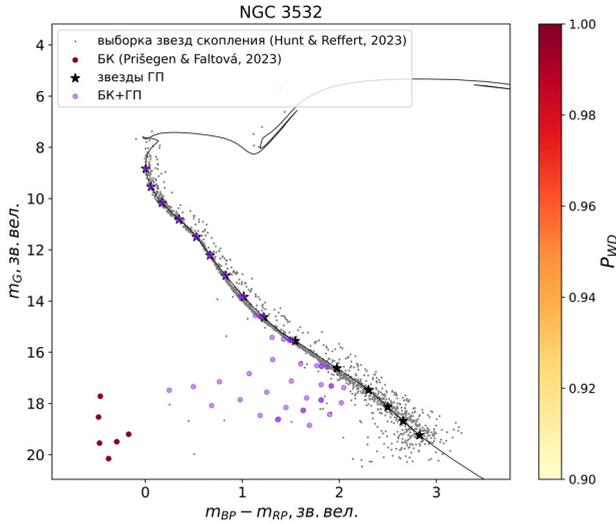


Рис. 1. CMD скопления NGC 3532 в фотометрической системе Gaia. Сплошной черной линией проведена изохрона PARSEC [4]. Черными звездочками обозначены избранные звезды ГП. Темно-красными точками указаны ассоциированные со скоплением БК [2]. Цветовой градиент показывает вероятность  $P_{WD}$  того, что звезда является белым карликом [5]. Фиолетовыми точками указаны смоделированные неразрешенные двойные системы, состоящие из БК и звезды ГП

Пойдем дальше и предположим, что объекты, находящиеся под главной последовательностью, это неразрешенные двойные системы. Тогда, имея выборку звезд вдоль главной последовательности, по той же методике можно рассчитать положение на диаграмме белых карликов — компонентов этих систем. На рис. 2 такие БК обозначены ярко-красными точками. Многие смоделированные БК имеют звездные величины на грани обнаружения Gaia. Поэтому такие БК не могли бы попасть в выборку [2]. Кроме того, возможно, что часть фиолетовых точек — результат ошибок метода отбора вероятных членов.

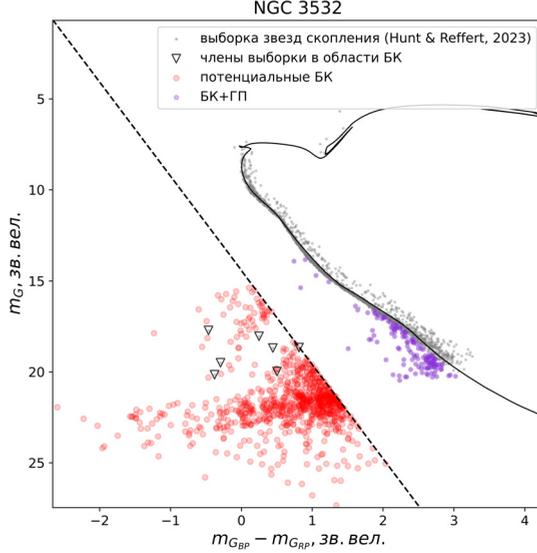


Рис. 2. CMD скопления NGC 3532 в фотометрической системе Gaia. Сплошной черной линией проведена изохрона PARSEC [4]. Черной штриховой линией проведена граница области, занимаемой белыми карликами, согласно работе [5]. Фиолетовыми точками указаны предположительно неразрешенные двойные системы, состоящие из БК и звезды ГП. Красными точками указаны БК, получившиеся при всех возможных сочетаниях  $m_{ГП}$  и  $m_{БК+ГП}$ . Треугольниками обозначены звезды выборки скопления, попадающие в область БК

Действительно ли все фиолетовые точки на рис. 2 могут быть неразрешенными БК+ГП системами? Чтобы разобраться в этом вопросе, сравним количество кандидатов в БК+ГП системы с количеством звезд, которые могли проэволюционировать в белые карлики за время жизни скопления. Количество кандидатов в БК+ГП системы  $N_{БК+ГП}$  мы определяем как количество звезд под главной последовательностью (фиолетовых точек), для которых можно составить комбинацию из звезды ГП и БК. Для оценки числа проэволюционировавших объектов  $N_{эвол}$  мы использовали функцию масс Солпитера:

$$N_{эвол} = N_{одиноч} \frac{\int_{\mathfrak{M}_{ГП}}^8 m^{-2.35} dm}{\int_{\mathfrak{M}_{min}} m^{-2.35} dm}, \quad (2)$$

где  $N_{одиноч}$  — оценка числа одиночных звезд последовательности скопления, лежащих до точки поворота  $\mathfrak{M}_{ГП}$ . Такое сравнение было проведено для девяти РЗС с различным возрастом и количеством членов скопления: Alessi-Teutsch 8, NGC 1039, NGC 2301, NGC 2360, NGC 2516, NGC 3114, NGC 3532, NGC 6281, NGC 6475. На рис. 3 сравнивается относительное количество проэволюционировавших в белые карлики объектов с относительным количеством возможных неразрешенных двойных систем с белым карликом (по отношению к общему числу звезд в скоплении  $N_{общ}$ ). Если бы все фиолетовые точки на рис. 2 были неразрешенными БК+ГП системами и мы бы видели все белые карлики в скоплении, то на рис. 3 мы получили бы линейную зависимость. Однако мы видим, что для большинства скоплений  $N_{БК+ГП}$  меньше, чем число БК, которые могли возникнуть в результате

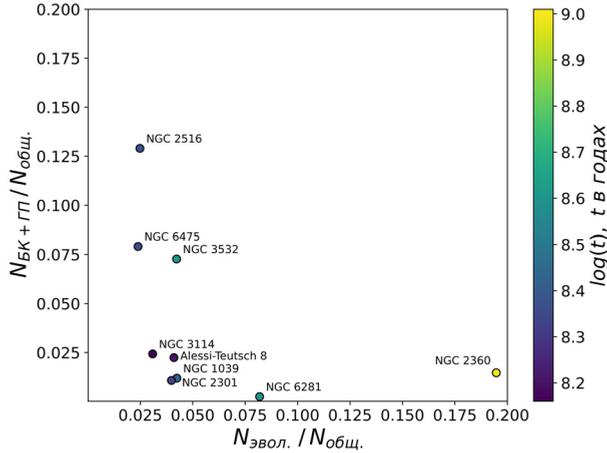


Рис. 3. Соотношение содержания проэволюционировавших в БК объектов  $N_{\text{эвол.}}/N_{\text{общ}}$  и содержания двойных систем с белым карликом  $N_{\text{БК+ГП}}/N_{\text{общ}}$  для всех скоплениях ( $N_{\text{общ}}$  — общее количество звезд в скоплении). Цвет показывает возраст рассматриваемых скоплениях

эволюции. Это может свидетельствовать о том, что такие слабые объекты не попадают в выборки вероятных членов. В трех скоплениях, напротив,  $N_{\text{БК+ГП}}$  превосходит  $N_{\text{эвол.}}$ . Следовательно, не все фиолетовые точки на рис. 2 можно объяснить неразрешенной двойкой системой с белым карликом. Учет возможных одиночных белых карликов из выборки [1] не изменяет результат на рис. 3.

## Заключение

Природа вероятных членов скопления, лежащих ниже главной последовательности, остается до конца невыясненной. При этом некоторые из этих звезд вполне могут оказаться неразрешенными БК+ГП системами. Для выяснения этого вопроса необходимо использовать дополнительные наблюдательные данные.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

## Библиографические ссылки

- [1] *Hunt E. L., Reffert S.* Improving the open cluster census. II. An all-sky cluster catalogue with Gaia DR3 // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 673. — P. A114.
- [2] *Prišegen M., Faltová N.* Uncovering new white dwarf-open cluster associations using Gaia DR3 // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 678. — P. A20.
- [3] *Malofeeva A. A., Seleznev A. F., Carraro G.* Unresolved Binaries in the Intermediate Mass Range in the Pleiades Star Cluster // *Astron. J.* — 2022. — Vol. 163, № 3. — P. 113.
- [4] *Bressan A., Marigo P., Girardi L. et al.* PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PADova and TRIeste Stellar Evolution Code // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 427, iss. 1. — P. 127–145.
- [5] *Gentile Fusillo N. P., Tremblay P. E., Cukanovaite E. et al.* A catalogue of white dwarfs in Gaia EDR3 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 508, № 3. — P. 3877–3896.

## РАННИЕ НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХНОВОЙ SN 2023ixf В ГАЛАКТИКЕ M101

С. В. Назаров

*Крымская астрофизическая обсерватория РАН*

Измерение параметров излучения сверхновых в первые часы после взрыва — один из немногих способов исследования таких звезд и их окружения.

Мы сообщаем об одновременных многочастотных наблюдениях сверхновой II типа SN 2023ixf в галактике M101 (на расстоянии  $6.85 \pm 0.15$  Мпк), начавшихся примерно через 1.4 ч после взрыва. Родительская звезда была красным сверхгигантом с радиусом в 440 раз больше солнечного. Кривые блеска менялись быстро и в целом оказались значительно более тусклыми и красными, чем предсказывали модели. Вероятно, это свидетельствует о наличии оптически толстой пылевой оболочки звезды до ее разрушения от ударной волны. Мы считаем, что прорыв оболочки и, возможно, распределение окружающей пыли были сферически несимметричными.

## EARLY OBSERVATIONS OF SUPERNOVA SN 2023ixf IN THE M101 GALAXY

S. V. Nazarov

*Crimean astrophysical observatory RAS*

Supernova radiation measurements in the first hours after the explosion is one of the few ways to study such stars and their environment. We report simultaneous multi-frequency observations of a type II supernova (SN 2023ixf) in the M101 galaxy (at a distance of  $6.85 \pm 0.15$  Mpc, beginning approximately 1.4 hours after the explosion). The parent star was a red supergiant with a radius 440 times more than the Sun. The light curves changed quickly, and were overall much dimmer and redder than the models predicted. This probably indicates an optically thick dust shell before its destruction by the shock wave. We believe that the breakthrough of the star's shell and, possibly, the distribution of surrounding dust were spherically asymmetrical.

## Введение

Большинство известных сверхновых являются довольно далекими, поэтому у нас мало данных об их прародителях. Измерение параметров излучения сверхновых в первые часы после взрыва — один из немногих способов исследования таких звезд и их окружения.

Когда ударная волна от взрыва ядра проходит сквозь внешнюю оболочку звезды, возникает ударно-прорывное излучение. Изменения в кривых блеска на первых этапах развития сверхновой дают представление о распространении ударной волны, в частности, об асимметрии взрыва и неоднородностях среды. Предсказать появление сверхновой в конкретном месте сложно, и до сих пор самая ранняя регистрация этого излучения была сделана лишь через несколько часов после взрыва [1].

Близость SN 2023ixf предоставила нам редкую возможность рассмотреть в деталях выход ударной волны из родительской звезды. Сверхновая открыта японским любителем астрономии с блеском  $14.9^m$  в белом свете. Спектр, снятый через пять часов, показал линии ионизированного водорода, гелия, углерода и азота (SNe II).

Благодаря любительским наблюдениям объект был обнаружен на снимках, сделанных за сутки до открытия. Мы выяснили, что на самых ранних этапах цвет быстро менялся от красного к синему. Это важнейшая информация для исследования свойств ударно-прорывного излучения и окружающей пыли.

Для определения момента вспышки использовалась аппроксимация данных в фильтрах Sloan *g*, *r* и Johnson *V*. Несоответствие наблюдаемых кривых модельным наблюдается во всех полосах, особенно в фильтре *g*. В этой статье мы используем оценочное время взрыва (появления первого света)  $t_0(MJD\ 60\ 082.788_{-0.05}^{+0.02})$ . Первые наблюдения сверхновой относятся ко времени  $t = 0.98_{-0.48}^{+1.2}$  ч после взрыва.

Мы сравнили раннюю фотометрическую эволюцию SN 2023ixf с другими подробно изученными сверхновыми второго типа (SNe II). Несмотря на схожую фотометрическую эволюцию около пика, SN 2023ixf выделяется быстрой переменностью потока в течение первых двух дней. На  $t = 5$  ч SN 2023ixf выглядела на  $4^m$  слабее в фильтре *g* и на  $3^m$  слабее в *r*. Кроме того, на кривых блеска (на первых пяти часах после вспышки) виден избыток в красном относительно кривых блеска сверхновой SN 2013fs.

У сверхновых с коллапсом ядра на ранних этапах развития адиабатическое охлаждение доминирует над нагревом от радиоактивного распада. По сравнению с другими SNe II излучение SN 2023ixf увеличивалось на масштабах от одного до пяти дней, что говорит о значительном вкладе в кривые блеска от процессов взаимодействия выброшенного вещества с окружающим веществом. Возникающие на короткое время линии сильно ионизированных элементов также указывают на такие взаимодействия.

Мы предлагаем гибридную аналитическую модель, учитывающую ударно-прорывное излучение и излучение от взаимодействия с околозвездным веществом. Наилучшее соответствие с кривыми блеска показывает модель пылевой оболочки прародителя с размером  $(4-6) \cdot 10^{14}$  см, с темпом потери массы  $5 \cdot 10^{-2}$  масс Солнца.

Для объяснения недостаточного потока в голубом диапазоне и необычной цветовой эволюции мы предполагаем наличие изменяющегося во времени поглощения на луче зрения. В нашей модели имеется начальная монотонно убывающая оптическая толщина, существующая только первые 0.3 сут. Линии сильно ионизированных элементов указывают на температуры в десятки тысяч градусов. В таких условиях углеродные, графитные и силикатные пылинки легко испаряются. Поэтому для нашей модели требуется несимметричная ударная волна, позволяющая пылинкам какое-то время выживать в направлениях наибольшей оптической плотности.

## Методы и инструменты

Наблюдения получены на нескольких любительских телескопах с диаметрами от 100 до 600 мм, снабженных цветными и черно-белыми камерами. Калибровка выполнена при помощи пакета ASTROPY. Цветные изображения обрабатывались поканально. Измерения в отдельных каналах пересчитывались в стандартные фотометрические полосы Sloan *g*, *r* и Johnson *V*.

Снимки с самых маленьких инструментов суммировались пакетом REPROJECT для увеличения соотношения сигнал—шум. В частности, сложение серии кадров со 130 мм ньютона, установленного в Крымской обсерватории в павильоне телескопа Синтез, дало три самые близкие к моменту вспышки измеряемые точки: Мау 18.83, 18.88, 18.90. Для других телескопов PSF-фотометрия отдельных кадров делалась в пакете AUTOPHOT. Калибровка изображений по потоку выполнялась при помощи каталога APASS.

## Ранняя эволюция светимости и момент вспышки

Одна из популярных моделей, описывающих поведение сверхновых, это модель огненного шара (fireball model). В ней поток связан со временем вспышки сверхновой так:  $f \propto (t - t_0)^2$ . Однако быстрый рост блеска SN 2023ixf в первые двое суток после вспышки не соответствовал этому закону. Наилучшее соответствие выглядит так (1):

$$f(t) = A \left( \frac{t - t_0}{t_b} \right)^{\alpha_1} \left[ 1 + \left( \frac{t - t_0}{t_b} \right)^{s(\alpha_1 - \alpha_2)} \right]^{-1/s}, \quad (1)$$

где  $f(t)$  — поток в момент времени  $t$ ;  $A$  — коэффициент масштабирования, а  $t_0$  и  $t_b$  — время появления первого света и время прорыва оболочки соответственно;  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  обозначают степенные индексы, установленные до и после  $t_b$  соответственно, тогда как  $s$  — параметр, введенный для описания плавности изменения наклона.

Вычисленное время появления первого света  $t_0(MJD\ 60\ 082.788_{-0.05}^{+0.02})$  может быть неточным потому, что изменение яркости ударно-прорывного излучения не подчиняется простому степенному закону.

## Гибридная модель ударного охлаждения и взаимодействия

Раннее излучение сверхновой можно охарактеризовать двумя стадиями — плоской и сферической. Плоская стадия длится часы и переходит в сферическую продолжительностью в несколько дней.

После возникновения ударной волны самые внешние слои звезды будут оставаться в покое некоторое время, пока до них не доберется ударный фронт. Для прародителя с начальным радиусом  $R_{star}$ , пока  $t < \frac{R_{star}}{v_{shock}}$ , фотоны будут способны ускользать только через тонкую поверхностную оболочку с оптической глубиной  $\tau \simeq \frac{c}{v_{shock}}$ , где  $v_{shock}$  — скорость ударной волны при отрыве от оболочки звезды. Когда ударная волна распространяется через внешнюю оболочку звезды при  $t > R_{star}/v_{shock}$ , газовые оболочки расширяются с разными скоростями в разных слоях. В течение сферической фазы светимость пропорциональна массе и радиусу прародителя. Переход от плоской стадии к сферической переходит при (2):

$$t_s = 14\ h\ M_{15}^{0.43} R_{500}^{1.26} E_{51}^{-0.56}. \quad (2)$$

В конце фазы ударного охлаждения становится значительным вклад в общую светимость от более глубоких слоев.

## Взаимодействие выброса с околозвездным веществом

Характеристики вещества, окружающего сверхновую, определяются скоростью ветра  $v_w$  и темпом потери массы  $M_w$ , создающим радиальный профиль плотности  $\rho_{esm} = M_w/4\pi R^2 v_w$ . Динамика взаимодействия выброса и околозвездного вещества определяется массой, скоростью расширения и радиусом слоя, в котором выброс взаимодействует с околозвездным веществом. Выброс расширяется со скоростью  $v_{ej}$  и следует степенному закону распределения радиальной плотности  $\rho_{ej} \sim R^{-n}$ . Светимость взаимодействия можно рассчитать так (3):

$$L = \frac{\varepsilon}{2} \frac{M_w}{v_w} V_{sh}^3, \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  — эффективность преобразования кинетической энергии в излучение, типичное значение около 0.15.

## Изменяющееся со временем поглощение и сублимация пыли

В зависимости от скорости ударной волны  $v_{shock}$  и свойств пылевой оболочки в определенный момент после взрыва сверхновой пылевые частички, расположенные за пределами расстояния  $v_{shock}t$ , могут выживать и изменять цвет и светимость сверхновой на протяжении первых часов и дней.

Мы предполагаем, что область ударного прорыва приплюснута. Фронт, движущийся к наблюдателю, является более медленным по сравнению с другими направлениями, что приводит к задержке нагрева пылинок на луче зрения и их более длительному выживанию.

Поглощение света будет наблюдаться до тех пор, пока большая часть пылинок не сублимирует. Для расчета времени выживания пыли на разных температурах мы учитывали оптические свойства графитовой пыли с характерным радиусом  $a = 0.05$  мкм. Расчетное время выживания пылинок на дистанциях  $5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$  см составило от нескольких минут до примерно пяти часов.

При повышенной асферичности ударный прорыв будет слабее и продолжительнее. При этом светимость может быть на два порядка слабее, чем в случае со сферической симметрией, а время прорыва увеличится до десяти часов. Эти расчеты сочетаются с гидродинамическим моделированием, показывающим крупномасштабную анизотропию. Такие условия способствуют более долгому существованию пылинок.

## Заключение

Нам удалось провести самые ранние наблюдения сверхновой с коллапсом ядра за всю историю. Звезда-прародитель имела радиус  $R = 442_{-98}^{+112}$  радиусов Солнца. Вероятнее всего это был красный гигант. Также мы считаем, что последние годы жизни перед вспышкой звезда-прародитель испытывала мощную потерю массы, неравномерно распределенной в пространстве и обладающей высоким содержанием пыли.

## Библиографические ссылки

- [1] *Bersten M. C., Folatelli G., García F. et al.* A surge of light at the birth of a supernova // *Nature*. — 2018. — Vol. 554, № 7693. — P. 497—499. 1802.09360.

## ПОИСК АСТЕРОИДОВ НА ТЕЛЕСКОПЕ «СИНТЕЗ» В КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

**С. В. Назаров**

*Крымская астрофизическая обсерватория РАН*

Исследование астероидов имеет большое значение для науки: они хранят в себе первичное вещество Солнечной системы. Самые интересные из них — околоземные, так как к ним проще отправить исследовательский зонд. А еще они могут пересекать орбиту нашей планеты и угрожать столкновением. Совместные усилия специализированных поисковых телескопов типа Pan-STARRS и CSS позволили отыскать сотни тысяч астероидов главного пояса и несколько десятков тысяч околоземных. Однако значительное количество астероидов остаются необнаруженными и неисследованными в силу их малого размера, низкого альbedo и быстрого движения. Астероиды размерами порядка десятков или единиц метров зачастую могут наблюдаться лишь недели около противосолнечной точки или при близком пролете мимо Земли. Если за такой короткий промежуток времени мы не успеем получить астрометрию, достаточную для прогнозирования движения астероида в следующем противостоянии, мы рискуем потерять объект на годы. С целью наблюдения слабых и сравнительно быстро движущихся объектов был разработан метод синтетического трекинга. В этой работе мы рассматриваем теорию и практику поиска неизвестных астероидов этим методом на малом 350 мм телескопе. За два года нами было обнаружено 400 неизвестных астероидов.

## SEARCHING FOR ASTEROIDS WITH A "SINTEZ" TELESCOPE IN CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY

**S. V. Nazarov**

*Crimean astrophysical observatory RAS*

The study of asteroids is of great importance for science: they store the primary matter of the solar system. The most interesting of them are near-Earth ones, since it is easier for them to send a research probe. They can also cross the orbit of our planet and threaten a collision. The joint efforts of specialized search telescopes such as Pan-STARRS and CSS made it possible to find hundreds of thousands of main belt asteroids and several tens of thousands of near-Earth ones. However, a significant number of asteroids remain undetected and unexplored due to their small size, low albedo and rapid motion. Asteroids with sizes of the order of tens or a few meters can often be observed only for weeks near the antisolar point or during a close flyby of the Earth. If in such a short period of time we do not have time to obtain sufficient astrometry to predict the movement of the asteroid at the next opposition, we risk losing the object for years. In order to observe weak and relatively fast moving objects, a synthetic tracking method was developed. In this work, we consider the theory and practice of searching for unknown asteroids using this method on a small 350 mm telescope. In two years, we discovered 400 unknown asteroids.

# Введение

Важность открытия и исследования астероидов сложно переоценить: они дают нам информацию об эволюции Солнечной системы, являются источником редкоземельных элементов и, наверное, способны пролить свет на происхождение жизни в Солнечной системе. Вместе с тем известны тысячи потенциально опасных астероидов, пересекающих орбиту нашей планеты.

Появление цифровых приемников и широкоугольных, светосильных телескопов позволило совершить настоящий прорыв в поиске астероидов на рубеже тысячелетий. Вместе с тем множество астероидов ускользают даже от крупных поисковых обзоров в силу сравнительно быстрого движения при относительно малых размерах. Специально для обнаружения таких объектов был разработан метод синтетического трекинга.

## Метод синтетического трекинга

Первое применение синтетического трекинга на практике относится к публикации [1], 1992 г. Однако крупные обзоры до сих пор редко используют этот метод из-за высоких требований к вычислительным мощностям.

Суть метода — в сложении большого количества снимков с короткими экспозициями со сдвигом в направлении предполагаемого движения астероида. Выдержка подбирается так, чтобы, с одной стороны, астероид не сильно размывался в трек с текущим масштабом изображения, а с другой — чтобы набрать побольше фотонов. Это компромисс между желанием обнаружить как можно более слабые и вместе с тем как можно более быстрые объекты.

Повышение SNR достигается увеличением количества сложенных кадров. Однако это приводит к длительному времени обработки. Развитие графических процессоров (GPU) позволило перенести вычисления с центрального процессора (CPU) на GPU, что ускорило обработку в разы. Также появились CMOS — камеры с высокой чувствительностью и скоростью считывания, обладающие низким шумом считывания и темновым током.

Мы разработали собственное программное обеспечение в среде Matlab, позволяющее обнаруживать астероиды на кадрах методом синтетического трекинга [2].

## Характеристики малого 350 мм телескопа

С 2022 г. на монтажке первого в Советском Союзе сегментированного телескопа «Синтез», расположенного в Крымской астрофизической обсерватории РАН, действует малый, 350 мм, инструмент системы Ньютона (см. таблицу).

Параметры 350 мм телескопа системы Ньютона

| Параметр                       | Значение                |
|--------------------------------|-------------------------|
| Фокусное расстояние            | 1/500 мм                |
| Масштаб изображения            | 0.51"/пикс              |
| Основная камера                | QHY600-M на чипе IMX455 |
| Телескоп-гид                   | DeepSky 90/500 мм       |
| Камера                         | ZWO Asi 120 mm          |
| Управляемое колесо фильтров    | CFW3L 7 × 50 мм         |
| Набор фотометрических фильтров | CHROMA g, r, i, z       |
| Угловое поле зрения            | 82 × 55'                |

## Оценка возможностей малого телескопа

Анализ данных MPC по астероидам Главного пояса за 2020–2022 гг. выявил, что существенное количество неизвестных объектов начинается с  $22^m$ . Количество известных и неизвестных объектов сравнивается на  $22.8^m$ .

Наши эксперименты показали, что увеличение проникающей силы на  $1^m$  достигается при повышении количества кадров в 6.3 раза. В хороших атмосферных условиях на одиночном кадре выдержкой 2 мин мы достигаем проникания в  $19–20^m$ . Границу в  $22^m$  для сравнительно медленных объектов удается достичь на сумме примерно сотни таких кадров при хорошей прозрачности атмосферы.

Максимальная скорость движения астероидов, которую может зарегистрировать наше программное обеспечение в таком режиме, составляет  $5''$  в минуту или  $300''$  в час.

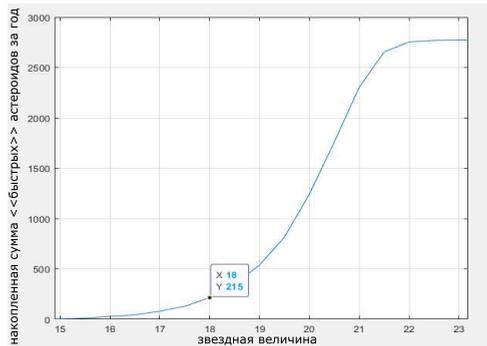


Рис. 1. Данные MPC

## Возможность поиска околоземных астероидов

Типичные скорости движения околоземных астероидов при близком пролете составляют десятки и иногда сотни угловых секунд в минуту. Для открытия таких объектов требуется менять методику наблюдения — обрабатывать кадры с меньшими выдержками. Уменьшение выдержки в два раза позволит пропорционально увеличить верхний предел скорости. По данным MPC, существенное увеличение количества открываемых околоземных астероидов начинается с яркости около  $17–18^m$ . Для нашего оборудования такие проникающие звездные величины достигаются на выдержке в несколько десятков секунд, в зависимости от яркости фона неба.

Если построить зависимость количества открываемых в год условно быстрых объектов (больше  $100''$  в час) от яркости, то окажется, что на 18-й звездной величине на всем небе открывается чуть больше 200 объектов в год (рис. 1). Значит, для нахождения хотя бы одного нового околоземного астероида требуется регулярно мониторить не менее 200 квадратных градусов на протяжении года. Это довольно большая площадь для нашего скромного поля зрения в 1.2 кв. градуса. С учетом перекрытия кадров требуется осматривать чуть менее двух сотен площадок каждую ночь.

Мы делаем вывод, что для эффективного открытия околоземных астероидов с количеством несколько штук в год требуется телескоп с на порядок большим полем зрения при сохранении соотношения экспозиция — проникающая сила.

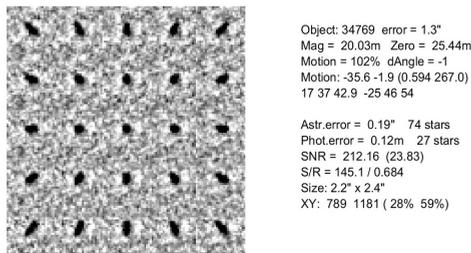


Рис. 2. Обработка методом синтетического трекинга: разницу в вытянутости демонстрирует кандидат в астероиды, сложенный с разными «скоростями»

## Результаты

За два года поисковых работ удалось обнаружить 400 неизвестных астероидов. Из них один троянец Юпитера, один околоземный. Один принадлежит к семейству Amor, один — к Hungaria, остальные относятся к Главному поясу. Самый быстрый носит временное обозначение 2022 YT10 и на момент открытия обладал скоростью 85.3"/ч.

Восемнадцать объектов получили «звездочку», означающую приоритет в обнаружении. Абсолютное большинство подтверждены и имеют временные обозначения. Пока ни один объект не имеет постоянный номер.

Максимальное количество астероидов удастся обнаруживать весной и осенью: большое количество ясных ночей сочетается с длинными ночами. В июне и июле открытий мало из-за расположения противосолнечной точки около центральной области Млечного Пути, низкого положения эклиптики и короткой ночи. Работа в зимние месяцы ограничена погодой.

Вместе с обнаружениями неизвестных объектов выполнялись измерения положения известных, случайно попавших в то же поле. Общее число измерений превышает 5 000.

На рис. 2 продемонстрирован результат сложения серии кадров с разными сдвигами: кандидат в астероиды в виде треков разной длины.

## Перспективы

- На этапе введения в строй находится новый поисковый инструмент: диаметр 280 мм, f1.9. Поле зрения 2.7 квадратных градуса.
- Рассчитана новая оптика для главной апертуры Синтеза диаметром 1 м. Начало работ по изготовлению ожидается в 2024 г.
- Идет модернизация программного обеспечения, это позволит расширить зону поисков и обнаруживать более быстрые объекты.

## Библиографические ссылки

- [1] Tyson J. A., Guhathakurta P., Bernstein G. M., Hut P. Limits on the Surface Density of Faint Kuiper Belt Objects // American Astronomical Society Meeting Abstracts : American Astronomical Society Meeting Abstracts. — 1992. — Vol. 181. — P. 06.10.
- [2] Nazarov S. V., Chernyshov A. S. Search for Unknown Asteroids with the Telescope "Sintez" // All-Russian scientific conference with international participation of students and young scientists dedicated to the memory of Polina Evgenievna Zakharova "Astronomy and space exploration". — 2023. — P. 404–407.

## ОПТИМИЗАЦИЯ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ В НАУЧНОЙ ЛАБОРАТОРИИ АСТРОХИМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ УрФУ

Р. С. Накибов, Г. С. Федосеев, В. М. Картеева, М. Г. Медведев,  
М. Э. Ожиганов, У. А. Сапунова, Э. Д. Кузнецов, А. И. Васюнин  
*Уральский федеральный университет*

Повседневная работа лаборатории, в частности работа на инфракрасном Фурье-спектрометре, подразумевает генерацию большого количества сырых экспериментальных данных. Обработка, анализ данных и представление их в формате, доступном для интерпретации и коллективного обсуждения, является трудоемкой и многоступенчатой, но необходимой частью работы исследователя. В публикации описана проведенная работа по оптимизации и автоматизации типичных сценариев обработки данных в Научной лаборатории астрохимических исследований УрФУ с использованием языка программирования Python. Приводятся диаграмма рабочего процесса обработки экспериментальных данных, полученных с использованием инфракрасного Фурье-спектрометра, перечень написанных программ. Нами был написан набор приложений, за счет использования которого достигнуто существенное ускорение обработки данных и программно реализован стандарт каталогизации данных. Данный опыт может быть полезен при оптимизации работы других лабораторий.

## EXPERIMENTAL DATA WORKFLOW OPTIMISATION IN THE URFU RESEARCH LABORATORY FOR ASTROCHEMISTRY

R. S. Nakibov, G. S. Fedoseev, V. M. Karteeva, M. G. Medvedev,  
M. E. Ozhiganov, U. A. Sapunova, E. D. Kuznetsov, A. I. Vasyunin  
*Ural Federal University*

Day-to-day laboratory work, in particular, usage of the FT-IR spectrometer, generates vast amounts of raw experimental data. Processing and analysis of such data, its transformation into a format suited for interpretation and collective discussion is a tedious, multistage, yet necessary task. This report describes the work done to optimize and automate common data processing scenarios present in the work of Research Laboratory for Astrochemistry using the Python programming language. We provide a workflow chart for processing FT-IR spectrometer data and provide a list of developed apps. A set of applications was developed through the usage of which we achieved an increase of the speed of data processing and implemented a data cataloging standard on a software level. This experience can be used to improve the workflow of other laboratories.

## Введение

В межзвездной среде, включая регионы активного звездообразования, обнаружено более 240 соединений [1]. Исследование состава, свойств межзвездной среды, характерных реакций служит построению исчерпывающей теории звездообразования и образования планетных систем. Помимо прочего интерес представляют сложные органические молекулы,

---

© Накибов Р. С., Федосеев Г. С., Картеева В. М., Медведев М. Г.,  
Ожиганов М. Э., Сапунова У. А., Кузнецов Э. Д., Васюнин А. И., 2024

такие, как, например, бензол или метанол. Основными объектами, доступными для наблюдений, являются межзвездный газ, пыль и лед, состоящий из молекул, сконденсировавшихся на пылевые частицы — еще на стадии темного облака, например, большинство органических молекул оказываются заморожены в лед на их поверхности. Для идентификации новых соединений и выяснения такой информации, как состав окружения молекул или температура среды, в которой образуются льды, необходимо располагать информацией о полосах поглощения и эмиссии молекул, составляющих лед. На базе ИЕНиМ УрФУ развернута деятельность Научной лаборатории астрохимических исследований (НЛАИ УрФУ). Сотрудники лаборатории проводят астрономические наблюдения [2], ведут теоретическое сопровождение наблюдательных астрономических данных методами компьютерного моделирования [3]. Помимо этого создана экспериментальная установка, позволяющая выращивать аналоги космических льдов. На установке можно поддерживать условия, характерные для межзвездной среды: охлаждение главной камеры до 6.5 К, сверхвысокий вакуум вплоть до  $5 \cdot 10^{-10}$  мбар.

Работа посвящена оптимизации рабочего процесса обработки экспериментальных данных. Целью являлось построение эффективной системы управления потоком экспериментальных данных (пайплайна): сбор, каталогизация, анализ, конвертирование, представление. На языке программирования Python был написан ряд консольных и графических приложений, оптимизирующих типичные сценарии обработки спектроскопических данных.

## Оптимизация рабочего процесса

В ходе эксперимента на германиевое окно, закрепленное в главной камере, напыляется вещество, образуя лед. Контроль состава напыляемого вещества ведется при помощи масс-спектрометра. Образовавшийся лед сканируется ИК-спектрометром. Таким образом, источниками данных являются масс-спектрометр SRS RGA 200 и инфракрасный Фурье-спектрометр Thermo Scientific Nicolet iS50. Метаданные эксперимента, позволяющие, например, сопоставить время и температуру в камере при проведении термопрограммированной десорбции, хранятся в лабораторном журнале. Первичная обработка интерферограмм, снятых Фурье-спектрометром, осуществляется программой OMNIC.

Для изучения эволюции выращенного льда в течение продолжительного времени снижается последовательность ИК-спектров ( $\sim 80$  шт). Единичный спектр в формате *.spa* из серии из метаданных содержит только время с начала эксперимента, другие данные, такие как температура подложки или лучевая концентрация напыленного вещества, должны быть рассчитаны отдельно. В заводской программе не предусмотрена серийная обработка набора спектров, в связи с чем для типовых манипуляций над всей серией спектров необходима поштучная обработка. В ходе работы были автоматизированы задачи, связанные с поштучной обработкой, — насыщение спектров метаданными, исследование площади и формы пиков, оптимизировано время выполнения коррекции базовой линии, конвертации единиц измерения спектроскопических данных, построения вспомогательных графиков, на уровне программного обеспечения решена задача о каталогизации генерируемых данных.

Python был выбран в связи с его универсальностью, эффективностью, наличием большого количества открытых и активно поддерживаемых библиотек (NumPy, SciPy, Matplotlib, Pandas, PySimpleGUI) [4–6], а также обширного покрытия учебными материалами.

Представим список написанных приложений с перечислением основной функциональности. Диаграмма обновленного рабочего процесса представлена на рисунке.

- SRS decoder: серийная конвертация *.spa*  $\rightarrow$  *.csv*, насыщение выходных файлов метаданными эксперимента (температура депозиции, время скана, скорость прогрева. . .) с минимальным вводом данных пользователем, каталогизация данных эксперимента.



Обновленный рабочий процесс обработки спектроскопических данных

- Peak analysis: исследование (по набору .csv файлов) зависимости площади, интенсивности и положения пика полосы поглощения от времени, графическое и табличное представление результатов для дальнейшего использования.
- Baseline editor: несколько режимов редактирования базовой линии для астрономических и лабораторных спектров, автоматический подбор и вычитание спектра водяного пара, конвертация спектров между различными единицами измерения.
- Stack&offset: графическое отображение произвольного числа ИК-спектров с регулировкой сдвига и числа отображаемых линий, быстрая подготовка черновых рисунков.
- Metadata converter: изменение метаданных серии спектров.

Разработанный пакет приложений позволил кратно сократить время базовой обработки экспериментальных данных.

## Заключение

В ходе проведенной работы нам удалось идентифицировать такие участки процесса обработки данных, на которых необходимо повторение однотипных действий для большого числа файлов, а также задачи, требующие участия пользователя, для которых можно существенно сократить время исполнения, например, построение вспомогательных графиков для проверки линейности напыления вещества. С целью автоматизации процессов и экономии времени был написан набор приложений, которые исполняют рутинную работу быстрее человека, при этом обеспечивая стандартизацию получаемых результатов. Необходимыми требованиями к приложениям являлись скорость разработки, надежность, эффективность и удобство использования конечными пользователями — сотрудниками лаборатории. Подготовлены решения, обеспечивающие сбор, каталогизацию, анализ, конвертирование и представление данных.

Несмотря на наличие большого количества готовых решений для хранения, обработки и графического представления информации, выделение времени на написание более узконаправленных и эффективных приложений под наиболее частые задачи лаборатории является более эффективным решением в долгосрочной перспективе. Помимо прочего такой подход — построение пайплайна обработки данных — позволяет выработать и закрепить стандарты обработки и каталогизации, обеспечить единообразие оформления результатов: графиков и таблиц, получаемых различными исследователями, а также упростить доступ к данным, в том числе и для новых сотрудников, магистров и аспирантов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

## Библиографические ссылки

- [1] *McGuire B. A.* 2018 Census of Interstellar, Circumstellar, Extragalactic, Protoplanetary Disk, and Exoplanetary Molecules // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2018. — Vol. 239, № 2. — P. 17.
- [2] *Punanova A., Caselli P., Feng S. et al.* Seeds of Life in Space (SOLIS). III. Zooming Into the Methanol Peak of the Prestellar Core L1544 // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 855, № 2. — P. 112. 1802.00859.
- [3] *Vasyunin A. I., Caselli P., Dulieu F., Jiménez-Serra I.* Formation of Complex Molecules in Prestellar Cores: A Multilayer Approach // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 842, № 1. — P. 33. 1705.04747.
- [4] *Harris Ch. R., Millman K. J., van der Walt S. J. et al.* Array programming with NumPy // *Nature*. — 2020. — Vol. 585, № 7825. — P. 357–362.
- [5] *Virtanen P., Gommers R., Oliphant T. E. et al.* SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python // *Nature Methods*. — 2020. — Vol. 17. — P. 261–272.
- [6] *Hunter J. D.* Matplotlib: A 2D graphics environment // *Computing in Science & Engineering*. — 2007. — Vol. 9, № 3. — P. 90–95.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ HCN В АСТРОНОМИЧЕСКИХ СРЕДАХ

М. Э. Ожиганов, Г. С. Федосеев, М. Г. Медведев, В. М. Картеева,  
Р. С. Накибов, А. С. Трясцина, У. А. Сапунова, А. И. Васюнин  
*Уральский федеральный университет*

Запуск в космос орбитальных телескопов значительно упростил поиск молекул в конденсированной фазе, колебания которых активны в инфракрасном (ИК) диапазоне. Среди данных молекул особый интерес представляет циановодород (HCN). Это вещество присутствует во многих астрономических средах и представляет собой возможный прекурсор биологических соединений. В данной работе получены спектры конденсированного HCN в среднем ИК-диапазоне в смесях с H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>3</sub>OH и в смеси H<sub>2</sub>O:NH<sub>3</sub> при различных концентрациях HCN; измерены силы полос поглощения HCN в данных средах, необходимые для количественного определения лучевой концентрации HCN по данным астрономических наблюдений.

## HCN BAND STRENGTHS STUDY IN THE INTERSTELLAR ICE ANALOGUES

M. E. Ozhiganov, G. S. Fedoseev, M. G. Medvedev, V. M. Karteeva,  
R. S. Nakibov, A. S. Tryastsina, U. A. Sapunova, A. I. Vasyunin  
*Ural Federal University*

The orbital telescopes have significantly simplified searching of the molecules in the condensed phase with active vibrations in the infrared, particularly hydrogen cyanide (HCN). This compound is found in numerous astronomical environments and can be a precursor to biological species. In this study, we acquired spectra of condensed HCN in the mid-IR range into mixtures of H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>3</sub>OH and a mixture of H<sub>2</sub>O:NH<sub>3</sub> at varying concentrations of HCN. We measured the band strengths of HCN in these mediums, which are crucial for quantitatively determining column density of HCN based on astronomical observations.

## Введение

HCN обнаружен в газовой фазе в разнообразных вземных средах внутри Солнечной системы и за ее пределами в межзвездной среде [1]. Интерес к HCN в астрохимии и астробиологии обусловлен возможностью протекания химических реакций с участием HCN, в результате которых образуются такие биологические молекулы, как аденин [2]. Сейчас достоверно известно, что в молекулярных облаках основную массу молекул, отличных от водорода, составляют H<sub>2</sub>O, CO, CO<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>OH, N<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub> и CH<sub>4</sub>, находящиеся в основном в конденсированной фазе на поверхности силикатных и углеродистых частиц [3]. В свете этого необходимо изучение спектров HCN в окружении данных молекул.

В данной работе получены спектры конденсированного HCN в смесях с H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>3</sub>OH и в смеси H<sub>2</sub>O : NH<sub>3</sub> при различных концентрациях HCN. В ходе выполнения работы измерены силы полос поглощения HCN в данных смесях. Под силой полосы поглощения

понимается интегральная интенсивность полосы в единицах оптической глубины в пересчете на одну поглощающую молекулу, находящуюся на луче зрения. Силы полос необходимы для количественной оценки HCN в межзвездной среде. Насколько нам известно, ранее были исследованы инфракрасные спектры конденсированного HCN в смеси с NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O : NH<sub>3</sub> [4] и H<sub>2</sub>O [1].

## Эксперимент

Все эксперименты были выполнены на установке для спектральных астрономических исследований УрФУ. Установка состоит из нескольких узлов, расположенных следующим образом. Камера из нержавеющей стали подключается к турбомолекулярному насосу для достижения сверхвысокого вакуума. В центре основной камеры расположена химически инертная германиевая подложка, просвечиваемая ИК-пучком. Подложка устанавливается на криогенный палец, температура которого регулируется гелиевым криостатом. Перед экспериментами остаточное давление в основной камере поддерживается на уровне  $5 \cdot 10^{-10}$  мбар. Давление измеряется с помощью датчика с холодным катодом. Газы подаются в камеру сверхвысокого вакуума через два независимых натекаателя из цельнометаллической части линии дозировки.

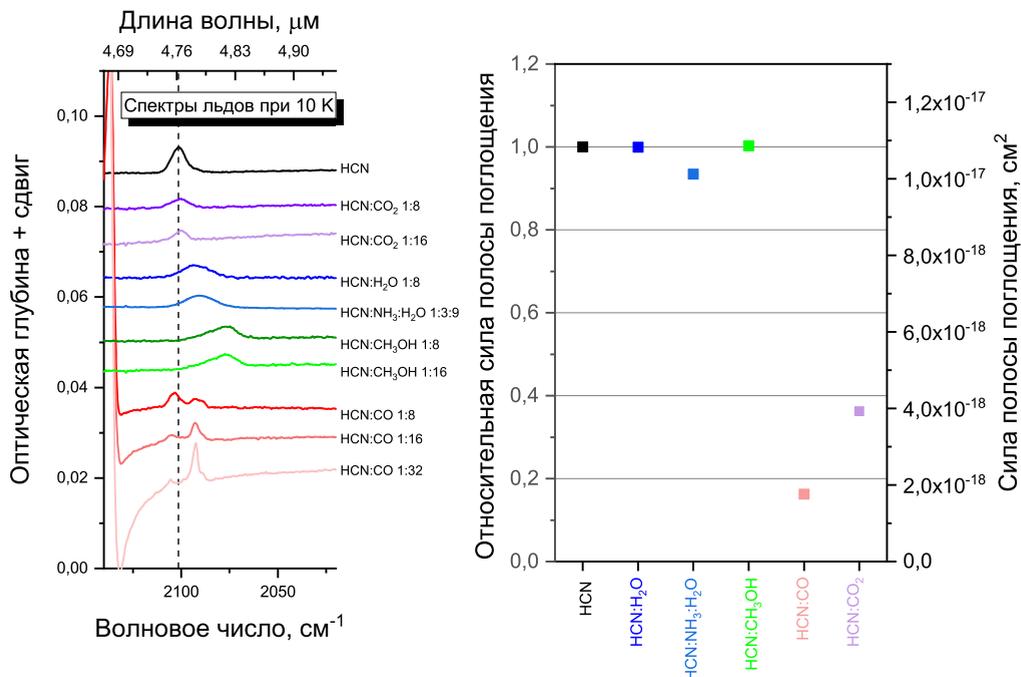
После того как подложка охлаждена криостатом до необходимой температуры, проводят напыление веществ по следующей методике. Переводят масс-спектрометр в режим съемки ионных токов в зависимости от времени (PvsT) и запускают съемку. В данном режиме масс-спектрометр непрерывно анализирует до 10 выбранных отношений масс ионов к их заряду ( $m/z$ ) в течение неограниченного времени. Отслеживают характерные  $m/z$  депозитируемых веществ. Далее снимают базовую линию для ИК-спектра и затем открывают высокоточные натекаатели для подачи газов в камеру до необходимых давлений и ионных токов. Через соотношение ионных токов компонентов контролируется состав напыляемых льдов. Съемку ИК-спектров запускают одновременно с открыванием натекаателей. В процессе депозиции осуществляют контроль за постоянством ионных токов. Их интенсивность контролируется путем регулирования положения вентиля. Депозиция в данном режиме проводится 60 мин. По истечении времени натекаатель закрывают.

Спектры HCN в смесях были получены при температуре 10 К в интервале волновых чисел  $4000\text{--}630\text{ см}^{-1}$  ( $2.5\text{--}15.87\text{ мкм}$ ). Количество HCN во всех экспериментах было приблизительно одинаково ( $9.5 \cdot 10^{15}$  молекул/ $\text{см}^2$ ).

## Результаты и обсуждение

Поскольку полоса  $2100\text{ см}^{-1}$  ( $4.762\text{ мкм}$ ), соответствующая валентным колебаниям  $\text{C}\equiv\text{N}$  связи, находится в области спектра, которая не содержит полос поглощения наиболее распространенных в межзвездной среде молекул, то именно через данную полосу представляется наиболее вероятным обнаружение HCN на наблюдательных данных. Этот факт обуславливает анализ только данной полосы поглощения в настоящей работе. На рисунке изображены ИК-спектры HCN в исследованных смесях в диапазоне волновых чисел  $2120\text{--}2040\text{ см}^{-1}$  ( $4.717\text{--}4.901\text{ мкм}$ ). Из графика видно резкое уменьшение силы полосы колебаний (в 5–6 раз)  $\text{C}\equiv\text{N}$  в среде CO по сравнению с чистым HCN. В остальных средах изменения силы полосы колебаний  $\text{C}\equiv\text{N}$  оказались менее существенными. В среде CO<sub>2</sub> сила полосы уменьшается в 2–3 раза. В полярных средах сила исследуемой полосы практически не изменяется. Также в полярных льдах происходит существенный сдвиг пика полосы поглощения в сторону меньших волновых чисел.

В случае льдов HCN в неполярных средах CO и CO<sub>2</sub> вклад в изменение силы полосы и ее смещение вносит образование кластеров HCN во льду в процессе депозиции, доля которых снижается при увеличении разбавления, специфическое взаимодействие HCN с данными молекулами и диэлектрические свойства молекулы-среды. При рассмотрении спектров льдов HCN в полярных средах CH<sub>3</sub>OH, H<sub>2</sub>O : NH<sub>3</sub> и H<sub>2</sub>O смещение полосы в сторону меньших значений волновых чисел обусловлено участием молекул HCN в сети водородных связей.



Сравнение ИК-полосы поглощения C≡N валентных колебаний (слева) и ее сил (справа) молекулы HCN в различных астрономических средах. Относительные силы полос рассчитаны относительно абсолютной силы полосы C≡N колебаний льда чистого HCN. Абсолютное значение заимствовано из работы [1]

## Заключение

В данной работе впервые в одной лаборатории и на одной лабораторной установке выполнено сравнение спектров льдов HCN в окружении с такими астрономически значимыми молекулами, как H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>3</sub>OH и смесь H<sub>2</sub>O : NH<sub>3</sub>. Рассчитаны силы полос поглощения HCN в данных астрономических средах. Полученные результаты в перспективе облегчат идентификацию полос поглощения HCN по ИК-спектрам космических объектов, полученным с телескопа Джеймс Уэбб. При их анализе необходимо учесть, что полоса поглощения C≡N может сдвигаться в сторону меньших волновых чисел. Помимо этого результаты измерений сил полос поглощения HCN, полученные в данной работе, позволят более точно определить количество HCN в межзвездных льдах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

## Библиографические ссылки

- [1] *Gerakines P. A., Yarnall Y. Y., Hudson R. L.* Direct measurements of infrared intensities of HCN and H<sub>2</sub>O + HCN ices for laboratory and observational astrochemistry // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Vol. 509, № 3. — P. 3515–3522. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/509/3/3515/41394174/stab2992.pdf>.
- [2] *Glaser R., Hodgen B., Farrelly D., McKee E.* Adenine Synthesis in Interstellar Space: Mechanisms of Prebiotic Pyrimidine-Ring Formation of Monocyclic HCN-Pentamers // Astrobiology. — 2007. — Vol. 7, № 3. — P. 455–470. — PMID: 17630841. <https://doi.org/10.1089/ast.2006.0112>.
- [3] *van Dishoeck E. F.* Astrochemistry of dust, ice and gas: introduction and overview // Faraday Discuss. — 2014. — Vol. 168, iss. 0. — P. 9–47.
- [4] *Noble J. A., Theule P., Borget F. et al.* The thermal reactivity of HCN and NH<sub>3</sub> in interstellar ice analogues // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2012. — Vol. 428, № 4. — P. 3262–3273. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/428/4/3262/18463989/sts272.pdf>.

## ОЦЕНКА РАССТОЯНИЯ ДО БЛИЖАЙШЕГО СОСЕДА НА ПОВЕРХНОСТИ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ

А. Б. Островский, А. И. Васюнин

*Уральский федеральный университет, лаборатория астрохимии*

В работе представлен аналитический метод расчета расстояния до ближайшего соседа на поверхности сферической пылевой частицы в модели непрерывного равномерного распределения частиц на поверхности. Приведено сравнение с результатами Монте-Карло-моделирования.

## ESTIMATION OF THE DISTANCE TO A NEAREST NEIGHBOUR ON THE SURFACE OF A DUST GRAIN

A. B. Ostrovskii, A. I. Vasyunin

*Ural Federal University, Laboratory of Astrochemistry*

We suggest an analytical model for estimation of the distance to a nearest neighbour on a surface of a spherical dust grain. Comparison with Monte-Carlo simulation are presented.

### Введение

В современных астрохимических моделях предполагается существенная роль в поверхностной химии бездиффузионного механизма химических реакций (см., например, [1–3]). Эффективность бездиффузионного механизма сильно зависит от расстояния между реагирующими частицами. Вероятности реакций в астрохимии обычно оцениваются как отношение числа частиц на поверхности к числу мест прилипания, что по смыслу соответствует вероятности обнаружить частицу в произвольном месте. В данной работе предлагается уточненный механизм оценки расстояния до ближайшего соседа на поверхности сферической пылинки.

### Вероятность обнаружения частицы в малой площадке

Задача решается в приближении непрерывного распределения положения частиц на поверхности сферической пылинки радиусом  $R_g$ . Пространственное распределение частиц на поверхности предполагается равномерным. Таким образом, вероятность  $dP_1$  попадания *одиночной* частицы в малую площадку  $dS$  с учетом нормировки есть

$$dP_1 \equiv C_1 dS, \quad \int_S C_1 dS = C_1 4\pi R_g^2 \equiv 1 \Rightarrow C_1 = \frac{1}{4\pi R_g^2}. \quad (1)$$

В случае когда на поверхности находится множество из  $N$  штук идентичных частиц с равномерным распределением, обнаружение конкретного экземпляра частицы в площадке  $dS$  трактуется как независимое совместное событие для всех экземпляров набора. Вероятность такого события определяется по (1). Далее, необходимо получить вероятность  $dP_N$ , обнаружить хотя бы один экземпляр частицы из набора в площадке  $dS$ . Вероятность  $dP_N$

есть дизъюнкция (сложение — логическое ИЛИ) всех событий для всех частиц набора попасть в площадку  $dS$ . По правилу сложения вероятностей для такого случая получим

$$dP_N \equiv dP(A_1 + A_2 + \dots + A_N) = 1 - dP(\bar{A}_1) dP(\bar{A}_2) \dots dP(\bar{A}_N), \quad (2)$$

где  $A_i$  — событие обнаружения  $i$ -го экземпляра частицы в площадке  $dS$ ;  $\bar{A}_i$  отрицание события  $A_i$ . Тогда

$$dP(A_i) = dP_1 = \frac{1}{4\pi R_g^2} dS, \quad dP(\bar{A}_i) = 1 - dP(A_i) = 1 - \frac{1}{4\pi R_g^2} dS, \quad (3)$$

$$dP(A_1 + A_2 + \dots + A_N) = 1 - (1 - dP(A_i))^N = 1 - \left(1 - \frac{1}{4\pi R_g^2} dS\right)^N. \quad (4)$$

Выражение (4) может быть линеаризовано в реалистичном предположении  $dP_1 \rightarrow 0$ , если  $dS \rightarrow 0$ . Тогда  $(1 - dP(A_i))^N$  разлагается в степенной ряд по малому параметру  $dP(A_i)$  с отбрасыванием слагаемых высоких порядков малости:

$$dP_N \equiv dP(A_1 + A_2 + \dots + A_N) \simeq \frac{N}{4\pi R_g^2} dS, \quad dP_N \equiv k dS, \quad k \simeq \frac{N}{4\pi R_g^2}, \quad (5)$$

где  $k$  — плотность вероятности события обнаружить хотя бы один экземпляр частицы из набора в  $N$  штук в площадке  $dS$  на поверхности сферической пылинки радиусом  $R_g$  для равномерного непрерывного распределения частиц по поверхности.

## Функция распределения расстояния до ближайшего соседа

Требуется оценить вероятность обнаружения ближайшего к произвольной точке  $P$  (рис. 1) соседа на некотором расстоянии от  $P$  из набора  $N$  частиц, равномерно распределенных по поверхности пылинки. Задача решается в сферической системе координат, ось  $z$  совмещена с направлением на выбранную точку на поверхности пылинки.

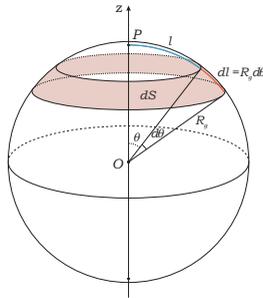


Рис. 1. Оценка расстояния до ближайшего к произвольной точке  $P$  соседа на поверхности сферы (пылинки):  $O$  — центр сферы;  $R_g$  — радиус сферы;  $Oz$  — полярная ось;  $\theta$  — полярный угол;  $l$  — дистанция по поверхности сферы до некоторой точки (синяя кривая), соответствующая углу  $\theta$ ;  $dl$  — элемент длины на поверхности (красная кривая), соответствующий углу  $d\theta$ ;  $dS$  — дифференциально малый элемент площади сферы (розовое кольцо) для взятых  $\theta$ ,  $d\theta$ ,  $R_g$

Искомая вероятность  $P_l$  для события обнаружить ближайшего соседа на расстоянии  $l$  определяется вероятностью попасть в определенную кольцевую площадку  $dS$  и вероятностью  $dP_N$  (5) обнаружить хотя бы одну частицу из набора в  $dS$ , причем эти события

являются статистически независимыми совместными событиями. Пусть  $F(\theta)$  есть функция распределения для события обнаружить ближайшего к точке  $P$  соседа на полярном угле  $\theta$ , а  $f(\theta)$  — соответствующая плотность вероятности.

Вероятность обнаружить ближайшего соседа в  $[\theta, \theta + d\theta]$  и вероятность обнаружить соседа в  $(0, \theta_0)$  суть соответственно

$$f(\theta) d\theta, \quad F(\theta_0) = \int_0^{\theta_0} f(\theta) d\theta. \quad (6)$$

С другой стороны, вероятность  $f(\theta) d\theta$  есть совместная вероятность двух несовместных событий: не встретить частицу в  $(0, \theta)$  и встретить ее в  $[\theta, \theta + d\theta]$ . Вероятность не встретить частицу в  $(0, \theta)$  есть  $1 - F(\theta)$ . Вероятность встретить частицу в  $[\theta, \theta + d\theta]$  есть вероятность события найти частицу в сферическом кольце с площадью  $dS$ , то есть  $k dS$ . Величина  $dS$  определяется как

$$dS = L dl = [L - \text{периметр } dS] = 2\pi R_g \sin \theta \cdot R_g d\theta. \quad (7)$$

Запишем, таким образом, что  $f(\theta) d\theta = (1 - F(\theta)) k dS$  и получим дифференциальное уравнение вида

$$\frac{f'(\theta)}{f(\theta)} = \cot \theta - 2\pi k R_g^2 \sin \theta. \quad (8)$$

Решение данного уравнения для всей поверхности сферы дает следующие выражения для плотности вероятности, функции распределения, среднего расстояния до ближайшего соседа как функций линейного расстояния до соседа  $l$  по поверхности пылинки ( $\theta = l/R_g$ ):

$$f(l) = \frac{\pi k R_g^2}{\sinh(2\pi k R_g^2)} \sin(l/R_g) \exp(2\pi k R_g^2 \cos(l/R_g)), \quad (9)$$

$$F(l) = \frac{\exp(2\pi k R_g^2) (\exp(2\pi k R_g^2) - \exp(2\pi k R_g^2 \cos(l/R_g)))}{\exp(4\pi k R_g^2) - 1}, \quad (10)$$

$$\bar{l} = \frac{\pi R_g}{2} (I_0(2\pi k R_g^2) - \exp(-2\pi k R_g^2)) \operatorname{csch}(2\pi k R_g^2), \quad k \simeq N/(4\pi R_g^2), \quad (11)$$

где  $I_0(\cdot)$  — модифицированная функция Бесселя первого рода.

## Численная проверка и обсуждение результатов

Для контроля и проверки полученных результатов было проведено Монте-Карло-моделирование для построения численной функции распределения для ряда значений размеров пылинки и числа частиц на ее поверхности. Случайное значение дистанции рассчитывалось как  $l = R_g \cos^{-1}(2\gamma - 1)$ , где  $\gamma$  — равномерно распределенное в  $(0, 1)$  случайное число. Использовался следующий генератор случайных чисел: **Mersenne Twister 64-bit pseudorandom number generator** [4, 5]. Число частиц на поверхности  $N$  рассчитывалось для значений  $R_g = 0.1$  и  $1$  мкм, числовой плотности газа в среде  $\rho_{gas} = 10^6$  см $^{-3}$ , относительного обилия частиц по водороду  $n_{sp}$ , плотности вещества пылинки  $\rho_g = 3$  г/см $^3$ . Для сравнения с классическим подходом приводим полное число мест прилипания на поверхности  $N_{sites} = 1.9 \cdot 10^8$  для  $R_g = 1$  мкм и  $1.9 \cdot 10^6$  для  $R_g = 0.1$  мкм. Выполнялся миллион раундов набрасывания  $N$  частиц на поверхность. Для каждого раунда определялась минимальная дистанция. Результаты моделирования и сравнение с аналитическими значениями приведены на рис. 2. Заметные различия между аналитической модельной оценкой

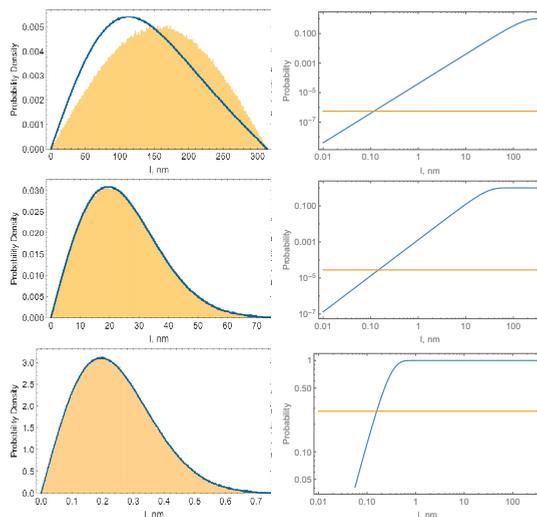


Рис. 2. Аналитические и Монте-Карло расчеты вероятности встретить ближайшего соседа для пылинки  $R_g = 0.1$  мкм. Верхний ряд —  $N = 1$  ( $n_{sp} = 2 \cdot 10^{-12}$ ); средний ряд —  $N = 52$  ( $n_{sp} = 10^{-10}$ ); нижний ряд —  $N = 525\,453$  ( $n_{sp} = 10^{-6}$ ). Аналитическая кривая — синий цвет. Желтым цветом на левых панелях показан Монте-Карло-расчет, а на правых панелях величина  $N/N_{sites}$ . По горизонтальной оси — расстояние до ближайшего соседа (нм). Левая панель: плотность вероятности по формуле (9) и Монте-Карло. Правая панель: функция распределения расстояния до ближайшего соседа по формуле (10) и величина  $N/N_{sites}$

и Монте-Карло-моделированием проявляются только в случае одиночных частиц на поверхности пылинки (сильное нарушение условия непрерывности распределения), но и они становятся несущественными уже при  $N = 5-10$ .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, номер проекта 23-12-00315.

## Библиографические ссылки

- [1] *Garrod R. T., Pauly T.* On the Formation of CO<sub>2</sub> and Other Interstellar Ices // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 735, № 1. — P. 15. 1106.0540.
- [2] *Jin M., Garrod R. T.* Formation of Complex Organic Molecules in Cold Interstellar Environments through Nondiffusive Grain-surface and Ice-mantle Chemistry // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2020. — Vol. 249, № 2. — P. 26. 2006.11127.
- [3] *Garrod R. T., Jin M., Matis K. A. et al.* Formation of Complex Organic Molecules in Hot Molecular Cores through Nondiffusive Grain-surface and Ice-mantle Chemistry // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* — 2022. — Vol. 259, № 1. — P. 1.
- [4] *Matsumoto M., Nishimura T.* Mersenne Twister: A 623-Dimensionally Equidistributed Uniform Pseudo-Random Number Generator // *ACM Trans. Model. Comput. Simul.* — 1998. — Vol. 8, № 1. — P. 3–30.
- [5] *Nishimura T.* Tables of 64-Bit Mersenne Twisters // *ACM Trans. Model. Comput. Simul.* — 2000. — Vol. 10, № 4. — P. 348–357.

## АНАЛИЗ КИНЕМАТИКИ И УСТОЙЧИВОСТИ В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ЗВЕЗД БОЛЬШОЙ МАССЫ

А. Г. Пазухин<sup>1,2</sup>, И. И. Зинченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН,

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Анализ устойчивости молекулярных облаков имеет первостепенное значение в изучении процессов звездообразования. Параметр вириала, который сравнивает массу вириала с фактической массой, обеспечивает один из способов оценить устойчивость к коллапсу. Малые значения параметра наблюдаются для областей образования звезд большой массы, что может свидетельствовать о более быстрой эволюции во время коллапса. В работе используются данные наблюдений в диапазоне 3 мм, полученные с помощью 30-м телескопа IRAM для пяти областей образования массивных звезд (L1287, S187, S231, DR21(OH), NGC7538). Для оценки кинетической температуры использовались отношения интегральных интенсивностей переходов  $J = 1-0$  молекул HCN и HNC и их  $^{13}\text{C}$  изотопологов. Для оценки лучевой концентрации  $N(\text{H}_2)$  и массы объектов использовались данные излучения пыли на 850 мкм JCMT-SCUBA. Дисперсия скоростей оценивалась по спектрам  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ . В результате массы облаков составляют  $\approx 65-5635 M_\odot$ , размер объектов  $\approx 0.08-0.27$  пк, полная дисперсия скоростей  $\text{H}^{13}\text{CO}^+ \approx 0.25-3.44$  км/с. Все источники имеют вириальный параметр  $\alpha_{vir} < 2$ , что указывает на гравитационную связанность источников и возможность их коллапса (энергия гравитационной связи выше кинетической энергии) при отсутствии дополнительной поддержки, например, со стороны магнитного поля.

## ANALYSIS OF KINEMATICS AND STABILITY IN HIGH-MASS STAR FORMATION REGIONS

A. G. Pazukhin<sup>1,2</sup>, I. I. Zinchenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Federal Research Center Institute of Applied Physics RAS,

<sup>2</sup>Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

The analysis of molecular cloud stability is crucial in the study of star formation. One way to estimate the stability to collapse is through the virial parameter, which compares the virial mass with the actual mass. High-mass star forming regions often exhibit small values of the parameter, which may indicate faster evolution during collapse. In this work, we use observational data in the 3 mm wavelength obtained with the IRAM 30 m telescope towards five high-mass star forming regions (L1287, S187, S231, DR21(OH), NGC7538). The integral intensity ratios of transition  $J = 1-0$  of the HCN and HNC molecules and their  $^{13}\text{C}$  isotopologues is used to estimate the kinetic temperature. Dust emission data at 850  $\mu\text{m}$  JCMT-SCUBA is used to found the  $N(\text{H}_2)$  column density and source masses. The velocity dispersion is estimated from the  $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$  spectra. In the results masses are  $\approx 65-5635 M_\odot$ , source sizes are  $\approx 0.08-0.27$  pc, total velocity dispersions of  $\text{H}^{13}\text{CO}^+ \approx 0.25-3.44$   $\text{km s}^{-1}$ . Virial parameters of sources are  $\alpha_{vir} < 2$ , which indicates gravitationally bound of sources and might be collapsing (the gravitational binding energy is higher than the kinetic energy) if no additional support, such as from magnetic field.

Анализ устойчивости молекулярных облаков имеет первостепенное значение в изучении процессов звездообразования. Параметр вириала, который сравнивает массу вириала

с фактической массой, обеспечивает один из способов оценить устойчивость к коллапсу. Малые значения параметра наблюдаются для областей образования звезд большой массы, что может свидетельствовать о более быстрой эволюции во время коллапса [1].

В 2019 г. с помощью 30-м телескопа IRAM были проведены наблюдения пяти областей образования звезд большой массы на длинах волн 2 и 3–4 мм. Выбор источников основан на результатах предыдущих исследований [2]. Список источников приведен в таблице. Позиция источника связана с координатами наблюдаемых мазеров H<sub>2</sub>O [3]. Позиция L1287 соответствует инфракрасному источнику IRAS 00338+6312. Позиция S187 связана с пиком излучения пыли и молекулы N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> [4], а также позицией звезды до главной последовательности S187Hα [5]. В качестве индикатора распределения H<sub>2</sub> в источнике были использованы данные излучения пыли на 850 мкм JCMT-SCUBA [6].

Для оценки лучевой концентрации  $N(\text{H}_2)$  по данным излучения пыли была использована следующая формула [7]:

$$N_{\text{H}_2}[\text{cm}^{-2}] = \eta \frac{F_\nu^{\text{beam}}}{B_\nu(T_{\text{dust}})\Omega\kappa_\nu\mu_{\text{H}_2}m_{\text{H}}} = 2.02 \times 10^{25} (e^{14.39/(\lambda T_{\text{dust}})} - 1) \frac{\lambda^3 F_\nu^{\text{beam}}}{\kappa_\nu \theta^2}, \quad (1)$$

где отношение масс газа к пыли  $\eta = 100$ ;  $B_\nu(T)$  — функция Планка;  $F_\nu^{\text{beam}}$  — плотность потока излучения в Ян/луч;  $\Omega$  — телесный угол;  $T_{\text{dust}}$  — температура пыли;  $m_{\text{H}}$  — масса водорода;  $\theta$  — ширина луча по половинной мощности в угловых секундах;  $\lambda$  — длина волны (мм) и средний молекулярный вес  $\mu_{\text{H}_2} = 2.8$ . Непрозрачность пыли  $\kappa_\nu = 1.82 \text{ см}^2/\text{г}$  на 850 мкм [8]. Температура пыли  $T_{\text{dust}}$  принималась равной 20 К. В предположении, что источник имеет гауссову форму, были получены оценки радиусов источников  $R$ . Карты распределения лучевой концентрации  $N(\text{H}_2)$  и результаты подгонки функции Гаусса представлены на рисунке. Тогда массу источника можно оценить путем интегрирования лучевой концентрации  $N(\text{H}_2)$  по эллипсу, полученному в результате подгонки функцией Гаусса:

$$M = \mu_{\text{H}_2}m_{\text{H}} \int N_{\text{H}_2} dA. \quad (2)$$

О динамике газа в источнике можно судить по прямым измерениям ширины ( $\Delta v$ ). Ширина линий была получена путем подгонки спектров профилем Гаусса. Полная дисперсия скорости газа ( $\sigma_{\text{tot}}$ ) может быть получена из дисперсии скорости наблюдаемого перехода молекулы  $i$  ( $\sigma_{\text{obs},i} = \Delta v_i/\sqrt{8 \ln 2}$ ) через нетепловую компоненту газа

$$\sigma_{\text{nt}}^2 = \sigma_{\text{obs},i}^2 - \sigma_{\text{th},i}^2, \quad (3)$$

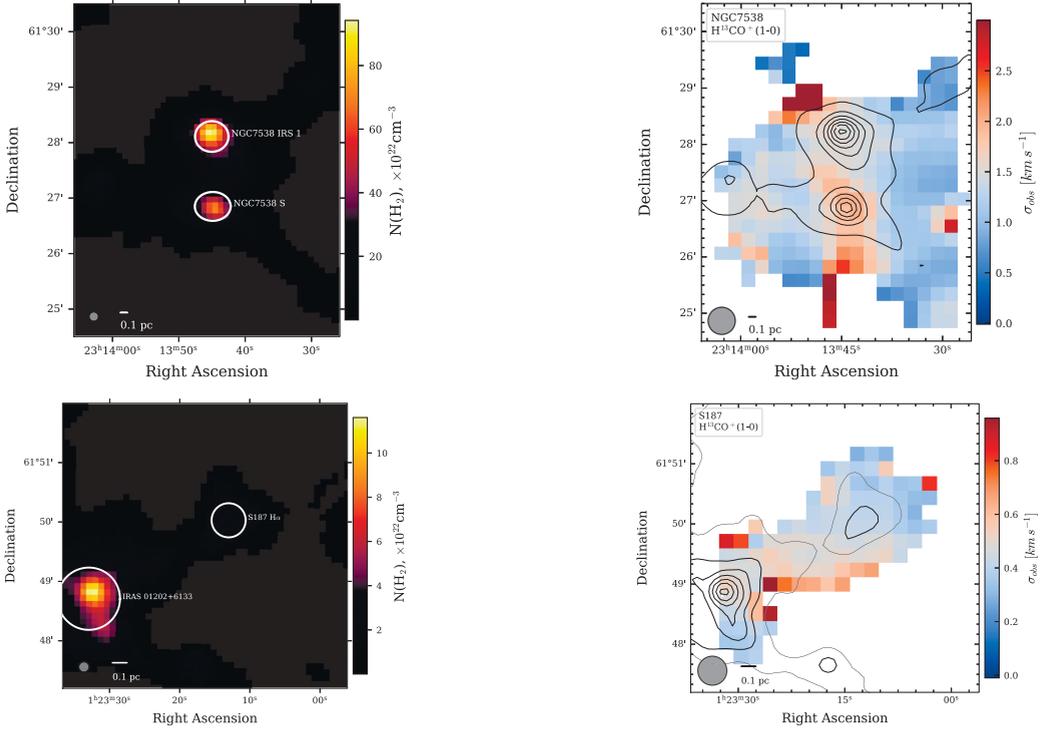
где  $\sigma_{\text{th},i} = \sqrt{k_{\text{B}}T_{\text{kin}}/\mu_i m_{\text{p}}}$ ;  $\mu_i$  — молекулярный вес для наблюдаемого соединения ( $\mu(\text{H}^{13}\text{CO}^+) = 30$ );  $m_{\text{p}}$  — масса протона;  $k_{\text{B}}$  — постоянная Больцмана и  $T_{\text{kin}}$  — кинетическая температура газа. Карты распределения наблюдаемой дисперсии скорости  $\sigma_{\text{obs}}$  для H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1-0) представлены на рисунке. Используя тепловую дисперсию скорости газа

$$c_{\text{s}} = \sigma_{\text{th,gas}} = \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T_{\text{kin}}}{\mu_{\text{p}}m_{\text{p}}}}, \quad (4)$$

где средний молекулярный вес для частицы  $\mu_{\text{p}} = 2.37$ , можем получить полную дисперсию скорости газа

$$\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{nt}}^2 + c_{\text{s}}^2. \quad (5)$$

Для оценки кинетической температуры использовались отношения интегральных интенсивностей переходов  $J = 1-0$  молекул HCN и HNC и их <sup>13</sup>C изотопологов [9]. Результаты оценок взяты из работы [10].



Карты для источников NGC7538 (верхние панели) и S187 (нижние панели). На левом рисунке показано распределение лучевой концентрации  $N(\text{H}_2)$  по данным излучения пыли на 850 мкм. На правом рисунке показано распределение дисперсии скоростей  $\sigma_{obs}$  для  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , контурами показано распределение  $N(\text{H}_2)$ . В левом нижнем углу каждого из рисунков указан масштаб и размер луча диаграммы направленности

Наконец, были получены оценки параметра вириала [11]:

$$\alpha_{vir} = \frac{5\sigma_{tot}^2 R}{GM}, \quad (6)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная и радиус облака, полученный по результатам гауссовой подгонки  $R = 0.5\sqrt{FWHM_x \times FWHM_y}$ . Кроме того, можно определить вириальную массу как

$$M_{vir} = \frac{5\sigma_{tot}^2 R}{G}. \quad (7)$$

Полученные оценки параметров облаков приведены в таблице.

В результате массы облаков составляют  $\approx 65\text{--}5635 M_\odot$ , размер объектов  $\approx 0.08\text{--}0.27$  пк, полная дисперсия скоростей  $\text{H}^{13}\text{CO}^+ \approx 0.25\text{--}3.44$  км/с. Все источники имеют вириальный параметр  $\alpha_{vir} < 2$ , что указывает на гравитационную связанность источников и возможность их коллапса (энергия гравитационной связи выше кинетической энергии) при отсутствии дополнительной поддержки, например, со стороны магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-22-00809.

| Объект          | $\alpha_{2000}$<br>( $^{\circ} \text{ } ^m \text{ } ^s$ ) | $\delta_{2000}$<br>( $^{\circ} \text{ } ' \text{ } ''$ ) | $d$<br>(кпк) | $R$<br>(пк) | $\langle \sigma_{tot} \rangle$<br>( $\text{км c}^{-1}$ ) | $\langle T_{kin} \rangle$<br>(K) | $M_{vir}$<br>( $M_{\odot}$ ) | $M_{obs}$<br>( $M_{\odot}$ ) | $\alpha_{vir}$ |
|-----------------|---|--|--------------|-------------|--|----------------------------------|------------------------------|------------------------------|----------------|
| L1287           | 00:36:47.5  | 63:29:02.1   | 0.93         | 0.08        | 1.06   | 25                               | 85                           | 159                          | 0.7            |
| S187 H $\alpha$ | 01:23:15.4  | 61:49:43.1   | 1.0          | 0.14        | 0.25   | 20                               | 33                           | 65                           | 0.6            |
| IRAS 01202+6133 | 01:23:32.2  | 61:48:49.5   | 1.0          | 0.25        | 0.31   | 25                               | 76                           | 456                          | 0.2            |
| S231            | 05:39:12.9  | 35:45:54.0   | 2.3          | 0.21        | 1.9  | 23                               | 383                          | 953                          | 0.5            |
| DR21(OH)        | 20:39:00.6  | 42:22:48.9   | 1.5          | 0.21        | 1.37   | 30                               | 275                          | 3840                         | 0.1            |
| NGC 7538 IRS 1  | 23:13:44.7  | 61:28:09.7   | 2.8          | 0.27        | 3.44   | 40                               | 893                          | 5635                         | 0.2            |
| NGC 7538 S      | 23:13:44.8  | 61:26:51.0   | 2.8          | 0.27        | 2.44   | 30                               | 631                          | 3894                         | 0.2            |

## Библиографические ссылки

- [1] *Kauffmann J., Pillai Th., Goldsmith P. F.* Low Virial Parameters in Molecular Clouds: Implications for High-mass Star Formation and Magnetic Fields // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 779, № 2. — P. 185.
- [2] *Trofimova E. A., Zinchenko I. I., Zemlyanukha P. M., Thomasson M.* A Survey of High Mass Star Forming Regions in the Lines of Deuterated Molecules // *Astr. Rep.* — 2020. — Vol. 64, № 3. — P. 244–258.
- [3] *Ladeyschikov D. A., Bayandina O. S., Sobolev A. M.* Online Database of Class I Methanol Masers // *Astron. J.* — 2019. — Vol. 158, № 6. — P. 233.
- [4] *Zinchenko I., Caselli P., Pirogov L.* Chemical differentiation in regions of high-mass star formation — II. Molecular multiline and dust continuum studies of selected objects // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 395. — P. 2234–2247.
- [5] *Zavagno A., Deharveng L., Caplan J.* A new young stellar object in the S 187 complex : photometry and spectroscopy // *Astron. Astrophys.* — 1994. — Vol. 281. — P. 491–504.
- [6] *Di Francesco J., Johnstone D., Kirk H. et al.* The SCUBA Legacy Catalogues: Submillimeter-Continuum Objects Detected by SCUBA // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2008. — Vol. 175, № 1. — P. 277–295.
- [7] *Kauffmann J., Bertoldi F., Bourke T. L. et al.* MAMBO mapping of Spitzer c2d small clouds and cores // *Astron. Astrophys.* — 2008. — Vol. 487, № 3. — P. 993–1017.
- [8] *Ossenkopf V., Henning Th.* Dust opacities for protostellar cores. // *Astron. Astrophys.* — 1994. — Vol. 291. — P. 943–959.
- [9] *Hacar A., Bosman A. D., van Dishoeck E. F.* HCN-to-HNC intensity ratio: a new chemical thermometer for the molecular ISM // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 635. — P. A4.
- [10] *Pazukhin A. G., Zinchenko I. I., Trofimova E. A. et al.* Variations of the HCO<sup>+</sup>, HCN, HNC, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>, and NH<sub>3</sub> deuterium fractionation in high-mass star-forming regions // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 526, № 3. — P. 3673–3696.
- [11] *Bertoldi F., McKee Ch. F.* Pressure-confined Clumps in Magnetized Molecular Clouds // *Astrophys. J.* — 1992. — Vol. 395. — P. 140.

## ТЕМПЕРАТУРНЫЙ И ПОЗИЦИОННЫЙ МОНИТОРИНГ СПЕКТРОГРАФОВ ФОКУСА НЭСМИТ-2 БТА

В. Е. Панчук, М. В. Юшкин, Э. В. Емельянов, Г. С. Жуклевич  
*Специальная астрофизическая обсерватория РАН*

С целью изучения неустойчивости спектрографа был проведен температурный и позиционный мониторинг кварцевого эшелле-спектрографа НЭС, расположенного на платформе фокусе Нэсмит-2 6-метрового телескопа БТА. На протяжении чуть более двух суток получено три серии экспозиций лампы спектра сравнения. В каждой серии экспозиций с интервалом 15 мин регистрировался спектр лампы сравнения и записывались показания температурных датчиков, установленных на периферии НЭС. Проведен корреляционный анализ полученных данных. По совокупности результатов сделаны выводы, что основной причиной неустойчивости спектрографа НЭС является тепловая деформация предщелевой части.

## TEMPERATURE AND POSITION CONTROL OF SPECTROGRAPHS IN NASMYTH-2 BTA

V. E. Panchuk, M. V. Yushkin, E. V. Emelianov, G. S. Zhuklevich  
*Special Astrophysical Observatory RAS*

In order to study the instability of the spectrograph, temperature and positional monitoring of the quartz echelle spectrograph NES, located on the Nasmyth-2 focus platform of the 6-meter BTA telescope, was carried out. Over the course of just over two days, three series of exposures of the comparison spectrum lamp were obtained. In each series of exposures, the spectrum of the comparison lamp was recorded at intervals of 15 minutes and the readings of temperature sensors installed on the periphery of the NES were recorded. A correlation analysis of the obtained data was carried out. Based on the totality of the results, it was concluded that the main reason for the instability of the NES spectrograph is the thermal deformation of the pre-slit part.

## Введение

Эксплуатация аппаратуры высокого спектрального разрешения на БТА всегда проходила под знаком борьбы с температурными неустойчивостями. Однако связь изменений температуры и сдвигов спектральных линий в большинстве случаев декларировалась. В данной работе впервые на БТА проведены исследования, где регистрация спектра и температуры выполнена автоматически, без присутствия посторонних источников теплового излучения.

## Описание методики

Для изучения причин неустойчивостей разработана методика температурного мониторинга и усовершенствованы алгоритмы анализа спектров. На кварцевом эшелле-спектрографе НЭС и в его окрестностях установлено семь датчиков температуры (три датчика измеряют температуру воздуха, а четыре закреплены на металлоконструкции спектрографа). Каждые 15 мин выполняется опрос этих датчиков. Кроме того, используется информация о температуре под куполом телескопа БТА и вне купола.

Было проведено несколько серий экспозиций спектра сравнения (лампа с ториевым катодом и аргоновым наполнением) как при неподвижном телескопе, так и в процессе работы телескопа с другой спектральной аппаратурой. Двумерные изображения спектров были обработаны при помощи оригинальных программ выделения одномерных спектральных порядков [1]. Для выявления относительных сдвигов спектра совместная обработка этих порядков выполнена методом кросс-корреляции. Кроме того, проведены сопоставления значений температур, измеренных в разных точках спектрографа и окружающего пространства.

## Основные результаты

Тепловой мониторинг показал, что металлоконструкция входа в НЭС на 0.3–0.4 °С теплее других элементов. Затем выделяется кривая температуры камеры, в течение третьей серии при остывании всей конструкции спектрографа падение температуры камеры запаздывало примерно на 2 ч. В целом разброс температуры в различных точках спектрографа невелик и может быть еще понижен при доработке конструкции теплозащиты. Температура внутри спектрографа за двое суток изменилась примерно на 2.5 °С, в то время как температура в подкупольном пространстве изменилась на 9 °С. В объеме ОЗСП наблюдается устойчивый отрицательный температурный градиент. Предельный перепад дал смещение в 10 мкм. Из-за чего можно охарактеризовать основные результаты следующим образом.

Температурный и позиционный анализ спектрографа НЭС показал, что:

1. Внутри спектрографа температура довольно высоко скоррелирована.
2. Показания датчиков температуры воздуха и расположенного на металле в щелевом отсеке также имеют довольно высокую корреляцию, хотя и наблюдается небольшое запаздывание около одного часа.
3. Наблюдается запаздывание температуры на первом этаже опоры относительно температуры третьего этажа (около трех часов). По-видимому, фиксируем эффект последовательного остывания объема опоры, сверху вниз.
4. Корреляция температур на первом и третьем этажах опоры фокуса Нэсмит-2 с температурами внутри спектрографа НЭС несколько ниже, что может объясняться подогревом первого этажа опоры гидравлической системой азимутальной опоры и азимутального привода телескопа (это, видимо, и отражается на скачках температуры на первом этаже опоры)

## Выводы

Для изучения причин нестабильности спектрографа НЭС проведен температурный и позиционный мониторинг. В течение примерно двух суток получено три серии экспозиций спектра сравнения. В каждой серии экспозиций с интервалом в 15 мин регистрировался спектр ThAg-лампы и записывались показания термодатчиков, установленных на металлоконструкциях спектрографа НЭС, в различных помещениях опоры телескопа, в подкупольном пространстве и за пределами башни телескопа. Проведен корреляционный анализ полученных данных. По совокупности результатов можно сделать следующие выводы:

1. При минимальной теплоизоляции (спектрограф НЭС закрыт металлическим кожухом) температура различных узлов спектрографа, а также температура воздуха внутри спектрографа хорошо скоррелирована, имеет небольшой разброс и изменяется

плавно даже при резких скачках температуры в подкупольном пространстве. За время эксперимента температура узлов спектрографа изменилась на  $2.5^{\circ}\text{C}$ , в то время как температура в подкупольном пространстве изменилась на  $9^{\circ}\text{C}$ . Максимальная обнаруженная скорость изменения температуры внутри спектрографа составляет  $0.5^{\circ}\text{C}$  за час при максимальной скорости изменения температуры в подкупольном пространстве  $6^{\circ}\text{C}$  за час.

2. Температура входной щели спектрографа НЭС всегда выше (на  $0.3\text{--}0.4^{\circ}\text{C}$ ) температуры остальных оптико-механических элементов спектрографа. По-видимому, это связано с притоком тепла с нижних этажей опоры телескопа через оптический тракт спектрографа ОЗСП. В течение всего эксперимента наблюдался отрицательный градиент температуры в объеме спектрографа ОЗСП (нижние этажи теплее).
3. Амплитуда смещений спектральных линий в течение всего эксперимента не превышает  $10\text{ мкм}$ , что резко отличается от результатов, полученных в работе [2]. Заметное улучшение позиционной стабильности спектрографа НЭС (в  $3\text{--}4$  раза) связано с усовершенствованием конструкции щелевой части спектрографа.
4. Не обнаружено явной зависимости величины смещения спектральных линий от температуры элементов спектрографа или воздуха внутри спектрографа и в подкупольном пространстве. Показано, что заметное влияние колебаний температуры на позиционные характеристики спектрографа НЭС проявляется при скорости изменения температуры более  $0.3^{\circ}\text{C}$  за час.
5. В первой серии экспозиций обнаружены колебания температуры в подкупольном пространстве и на первом этаже опоры телескопа, обнаружена антикорреляция этих температур с коэффициентом  $-0.8$ . Изменение температуры на первом этаже опоры телескопа опережает на  $5$  мин подкупольное пространство, что связано с различием объемов этих двух помещений. Подобное поведение температуры, по-видимому, связано с тепловыми потоками внутри башни телескопа через открытые двери между помещениями с различной температурой, при работающей вентиляции подкупольного пространства. Отметим, что подобные колебания наблюдались в рабочее время. В выходные дни колебаний температуры в подкупольном пространстве не наблюдалось, вентиляция большую часть времени была выключена.
6. Также в первой серии экспозиций обнаружена корреляция смещений спектральных линий и температуры в подкупольном пространстве. Коэффициент корреляции  $0.7$ , смещение линий запаздывает на  $15$  мин. Принимая во внимание предыдущий пункт, можно сделать вывод, что основной причиной нестабильности спектрографа, по-видимому, является предщелевая часть, наиболее подверженная воздействию выноса с нижних этажей опоры телескопа тепла.
7. Учитывая величину смещения спектральных линий, можно сделать вывод, что основной причиной нестабильности спектрографа НЭС является блуждание пучка света от лампы спектра сравнения из-за тепловой деформации предщелевой части спектрографа.

Численные оценки показывают [3], что основным источником нестабильностей дифракционного спектрографа должны быть температурные изменения постоянной решетки (т. е. изменения расстояния между штрихами). Однако переход от этих оценок к результатам измерений, выполненных на реальной оптико-механической конструкции, представляется сегодня затруднительным. Полученные выводы могут быть использованы как для совершенствования конструкций существующих спектрографов БТА, так и при разработке концепции спектрографа нового поколения [4].

## Библиографические ссылки

- [1] *Юшкин М. В., Клочкова В. Г.* Комплекс программ обработки эшелле-спектров: препринт САО. — 2004. — № 206.
- [2] *Панчук В. Е., Пискунов Н. Е., Клочкова В. Г. и др.* Спектральный комплекс фокуса Нэсмита 6-метрового телескопа БТА // Эшелле-спектрограф с большим диаметром коллимированного пучка: препринт САО. — 1999. — № 135.
- [3] *Панчук В. Е., Алиев А. Н., Клочкова В. Г., Юшкин М. В.* Методы определения лучевых скоростей звезд: препринт САО. — 2004. — № 192.
- [4] *Панчук В. Е., Клочкова В. Г., Юшкин М. В.* Спектроскопия звезд на БТА: проблемы развития // Методы спектроскопии в современной астрофизике / под ред. Л. Машонкиной, М. Сачкова. Янус-К, 2007. — С. 166.

## ПОСТРОЕНИЕ ОСРЕДНЕННОГО ГАМИЛЬТониАНА ВОСЬМИПЛАНЕТНОЙ ЗАДАЧИ

А. С. Перминов, Э. Д. Кузнецов  
*Уральский федеральный университет*

Гамильтониан восьмипланетной задачи записывается в системе координат Якоби и раскладывается в ряд Пуассона по степеням малого параметра и элементам орбит второй системы Пуанкаре. Осреднение гамильтониана проводится методом Хори — Депри до второго порядка по малому параметру. Строятся уравнения движения в средних элементах и функции замены переменных для перехода между оскулирующими и средними элементами.

## CONSTRUCTION OF THE AVERAGED HAMILTONIAN OF THE EIGHT-PLANETARY PROBLEM

A. S. Perminov, E. D. Kuznetsov  
*Ural Federal University*

The Hamiltonian of the eight-planetary problem is written in the Jacobi coordinates. It is expanded into a Poisson series in the small parameter and orbital elements of the second Poincare system. The Hamiltonian is averaged by the Hori — Deprit method of the second order in a small parameter. The motion equations in the averaged elements and the functions for the change of variables for the transition between osculating and averaged elements are constructed.

## Введение

В настоящее время известно около 5 500 внесолнечных планет в более чем 4 000 планетных системах, причем около 900 из этих систем многопланетные. Авторами в работе [1] построена и апробирована численно-аналитическая теория движения для четырехпланетной задачи, позволяющая исследовать динамическую эволюцию внесолнечных планетных систем (с числом планет до 4) на космогонических интервалах времени. Согласно базе данных [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu) к настоящему времени открыто 24 пятипланетные системы, 11 шестипланетных, 5 семипланетных и 1 восьмипланетная внесолнечная система Kepler-90. Для уже известных и вновь открытых многопланетных систем возникает задача моделирования их динамической эволюции для исследования устойчивости систем на космогонических интервалах времени, что особенно интересно при наличии в системе планет классов Земля или суперземля, находящихся в зоне обитаемости своей звезды.

## Разложение гамильтониана задачи в ряд Пуассона

При изучении орбитальной эволюции планетных систем наиболее удобной является система координат Якоби. Это иерархическая система координат, в которой положение каждого последующего тела определяется относительно центра масс предыдущей подсистемы

тел [2]. Гамильтониан восьмипланетной задачи записывается следующим образом:

$$h = - \sum_{i=1}^8 \frac{M_i \chi_i^2}{2a_i} + \mu G m_0 \left( \sum_{i=2}^8 \frac{m_i (2\mathbf{r}_i \mathbf{R}_i + \mu R_i^2)}{r_i \tilde{R}_i (r_i + \tilde{R}_i)} - \sum_{i=1}^8 \sum_{j=1}^{i-1} \frac{m_i m_j}{|\boldsymbol{\rho}_i - \boldsymbol{\rho}_j|} \right), \quad (1)$$

где

$$\mathbf{R}_i = \sum_{k=1}^i \frac{m_k}{\tilde{m}_k} \mathbf{r}_k, \quad \tilde{R}_i = \sqrt{r_i^2 + 2\mu \mathbf{r}_i \mathbf{R}_i + \mu^2 R_i^2}, \quad \boldsymbol{\rho}_i - \boldsymbol{\rho}_j = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j + \mu \sum_{k=j}^{i-1} \frac{m_k}{\tilde{m}_k} \mathbf{r}_k.$$

Здесь  $\boldsymbol{\rho}_k$  и  $\mathbf{r}_k$  — радиус-вектор планеты  $k$  в барицентрической и якобиевой системах координат соответственно;  $\mu$  — малый параметр;  $\mu m_k$  — масса планеты в массах звезды  $m_0$ ;  $\tilde{m}_k = 1 + \sum_{j=1}^k \mu m_j$ ;  $M_i = m_i \tilde{m}_{i-1} / \tilde{m}_i$ ;  $\chi_i^2 = G m_0 \tilde{m}_i / \tilde{m}_{i-1}$ ;  $a_i$  — большая полуось орбиты планеты в системе координат Якоби;  $G$  — гравитационная постоянная. Первая сумма в (1) — невозмущенный (кеплеровский) гамильтониан системы, а второе слагаемое является возмущающим.

Далее строится разложение возмущающей части гамильтониана в ряд Пуассона по малому параметру  $\mu$  и по элементам второй системы Пуанкаре. В качестве малого параметра выбрано отношение суммы масс планет к массе звезды. Для Солнечной системы значение малого параметра может быть задано равным  $\mu = 0.001$ .

Преимущество второй системы элементов Пуанкаре состоит в том, что она позволяет существенно сократить угловую часть разложения в ряд гамильтониана планетной задачи, поскольку имеет только один угловой элемент — среднюю долготу. Кроме того, элементы Пуанкаре наиболее удобны для использования в тех задачах, в которых оскулирующие эксцентриситет и наклон сохраняют длительное время малые значения. Выражение элементов второй системы Пуанкаре через кеплеровы элементы выглядит следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} L &= M \sqrt{\chi^2 a}, \\ \xi_1 &= \sqrt{2\sqrt{\chi^2 a} (1 - \sqrt{1 - e^2})} \cos(\omega + \Omega), \\ \eta_1 &= -\sqrt{2\sqrt{\chi^2 a} (1 - \sqrt{1 - e^2})} \sin(\omega + \Omega), \\ \xi_2 &= \sqrt{2\sqrt{\chi^2 a} \sqrt{1 - e^2} (1 - \cos I)} \cos \Omega, \\ \eta_2 &= -\sqrt{2\sqrt{\chi^2 a} \sqrt{1 - e^2} (1 - \cos I)} \sin \Omega, \\ \lambda &= \omega + \Omega + l, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\chi^2$  — гравитационный параметр;  $\lambda$  — средняя долгота;  $l$  — средняя аномалия; элементы  $\xi_1, \eta_1$  пропорциональны эксцентриситету орбиты и называются эксцентрическими элементами Пуанкаре;  $\xi_2, \eta_2$  — облические элементы (пропорциональны наклону орбиты).

Величины  $|\boldsymbol{\rho}_i - \boldsymbol{\rho}_j|^{-1}$  раскладываются в ряд по полиномам Лежандра. Полиномы Лежандра и скалярные произведения  $\mathbf{r}_i \mathbf{r}_k$  в (1) зависят от косинусов углов между радиус-векторами и могут быть выражены через классические разложения небесной механики.

## Осреднение гамильтониана задачи методом Хори — Депри

Построенный гамильтониан задачи в оскулирующих элементах осредняется методом Хори — Депри, который также известен как метод преобразований Ли [3]. В данном методе все искомые величины выражаются через скобки Пуассона, откуда следует их инвариантность относительно канонических преобразований. В планетной задаче все элементы орбит

можно разделить на две группы — быстрые и медленные. Быстрыми элементами являются средние долготы, период изменения которых близок к периоду движения по орбите. Все остальные переменные — медленные. Осреднение гамильтониана проводится по быстрым переменным, что позволяет исключить короткопериодические колебания элементов орбит и в дальнейшем существенно увеличить шаг численного интегрирования уравнений движения.

Пусть  $h = h_0 + \mu h_1 + \mu^2 h_2$  — построенное разложение оскулирующего гамильтониана в ряд по малому параметру ( $h_0$  — кеплеровский гамильтониан), тогда разложение осредненного гамильтониана в ряд можно записать аналогичным образом:  $H = H_0 + \mu H_1 + \mu^2 H_2$ . На первом шаге метода Хори — Дебри вычисляется величина  $H_1$ , которая представляет собой величину  $h_1$  без слагаемых, содержащих средние долготы (обозначим ее как  $\langle h_1 \rangle$ ). Оставшиеся слагаемые (то есть  $h_1 - \langle h_1 \rangle$ ) интегрируются по средним долготам, что дает величину  $T_1$ . На втором шаге метода Хори — Дебри вычисляется следующая величина:

$$\Phi_2 = \frac{1}{2}\{T_1, h_1\} + \frac{1}{2}\{T_1, \langle h_1 \rangle\} + h_2, \quad (3)$$

где фигурные скобки представляют собой скобки Пуассона. Исключая из  $\Phi_2$  слагаемые, содержащие средние долготы, получаем величину  $H_2$ . Для построения уравнений движения в средних элементах необходимо просто построить скобку Пуассона осредненного гамильтониана с этим элементом орбиты.

Все аналитические преобразования выполнены в системе компьютерной алгебры *Riġantha* [4], которая представляет собой эшелонированный пуассоновский процессор. При этом все элементы орбит и массовые параметры сохраняются в рядах в символьном виде. Коэффициенты в рядах Пуассона представляют собой дробно-рациональные числа произвольной точности, что позволяет избегать ошибок округления при вычислениях.

## Результаты

В данной работе оскулирующий гамильтониан восьмипланетной задачи строится с точностью до  $\mu^2$ . Слагаемые, содержащие первую степень  $\mu$ , строятся с точностью до 6-й степени по эксцентриским и облическим элементам Пуанкаре. Слагаемые с  $\mu^2$  строятся с точностью до 4-й степени по элементам орбит Пуанкаре. Порядок  $d$  полиномов Лежандра, до которого раскладываются в ряд величины  $|\rho_i - \rho_j|^{-1}$ , зависит от значения разности  $|i - j|$  и приведен в таблице вместе со степенями  $n$  эксцентриских и облических элементов, а также количеством слагаемых  $N$ . Поскольку  $i, j$  — номера планет, то для соседних планет  $|i - j| = 1$ , для планет через одну эта величина равна 2 и т. д. Чем дальше планеты в паре расположены друг от друга, тем меньше будет отношение  $r_i/r_j$  и тем меньше количество полиномов Лежандра необходимо учитывать для достижения требуемой точности разложения.

Проведена оценка точности построения оскулирующего гамильтониана восьмипланетной задачи для восьми больших планет Солнечной системы. Относительная разница между оценкой точной формулы гамильтониана и ее разложением в ряд составляет около  $10^{-12}$ .

Ряды, представляющие осредненный гамильтониан задачи и правые части уравнений движения в средних элементах строятся с точностью до  $\mu^2$ . Эксцентрисические и облические элементы Пуанкаре сохраняются в рядах, представляющих осредненный гамильтониан, до 6-й степени, а в рядах для уравнений движения — до 5-й степени.

Переход между оскулирующими и средними элементами производится с помощью функций замены переменных, ряды для которых строятся с точностью до первой степени  $\mu$  и 6-й степени по элементам орбит.

Свойства величин  $|\rho_i - \rho_j|^{-1}$  в разложении гамильтониана задачи

| $ i - j $                     | $n$ | $d$ | $N$                           | $n$ | $d$ | $N$       |
|-------------------------------|-----|-----|-------------------------------|-----|-----|-----------|
| Слагаемые первого приближения |     |     | Слагаемые второго приближения |     |     |           |
| 1                             | 6   | 60  | 8 848 110                     | 4   | 20  | 1 118 448 |
| 2                             | 6   | 40  | 3 996 247                     | 4   | 20  | 679 044   |
| 3                             | 6   | 30  | 2 283 149                     | 4   | 20  | 1 267 948 |
| 4                             | 6   | 20  | 1 045 604                     | 4   | 20  | 60 333    |
| 5                             | 6   | 20  | 1 045 604                     | 4   | 20  | 78 678    |
| 6                             | 6   | 10  | 284 495                       | 4   | 20  | 97 023    |
| 7                             | 6   | 10  | 284 495                       | 4   | 20  | 115 368   |

## Заключение

Построенные аналитически уравнения движения в средних элементах далее будут численно проинтегрированы на космогонических интервалах времени различными методами для исследования качественных и количественных характеристик динамической эволюции больших планет Солнечной системы. Сравнение с результатами прямого численного интегрирования ньютоновских уравнений движения позволит оценить точность построенной теории движения. В дальнейшем планируется использовать данную теорию движения для исследования динамической эволюции внесолнечных многопланетных систем.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

## Библиографические ссылки

- [1] *Perminov A. S., Kuznetsov E. D.* The orbital evolution of the Sun–Jupiter–Saturn–Uranus–Neptune system on long time scales // *Astrophys. Space. Sci.* — 2020. — Vol. 365. — P. 144.
- [2] *Субботин М. Ф.* Введение в теоретическую астрономию. — М. : Наука, 1968.
- [3] *Холшевников К. В.* Асимптотические методы небесной механики. — Л. : Изд-во Ленингр. гос. ун-та, 1985.
- [4] *Biscani F.* The Piranha computer algebra system. — <https://github.com/bluescarni/piranha>, 2023.

## ИЗУЧЕНИЕ СКОПЛЕНИЙ В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ G192+0.0

Т. А. Пермякова, А. Ф. Селезнев  
*Уральский федеральный университет*

В работе исследуются окрестности области звездообразования G192+0.0 для поиска известных скоплений и кандидатов в скопления по данным каталога UKIDSS. Для всех найденных скоплений определяется ряд параметров: центры, радиусы, количество звезд, покраснение. Для пяти областей определяются вероятности принадлежности звезд к скоплениям и расстояния до них.

### STUDY OF CLUSTERS IN THE STAR-FORMING REGION G192+0.0

T. A. Permyakova, A. F. Seleznev  
*Ural Federal University*

In this work, we explore the vicinity of the star formation region G192+0.0 to search for known clusters and cluster candidates using the UKIDSS catalog data. For all found clusters, we determine a number of parameters: centers, radii, number of stars, reddening. For 5 regions, we determine the probabilities of star membership in clusters and distances to clusters.

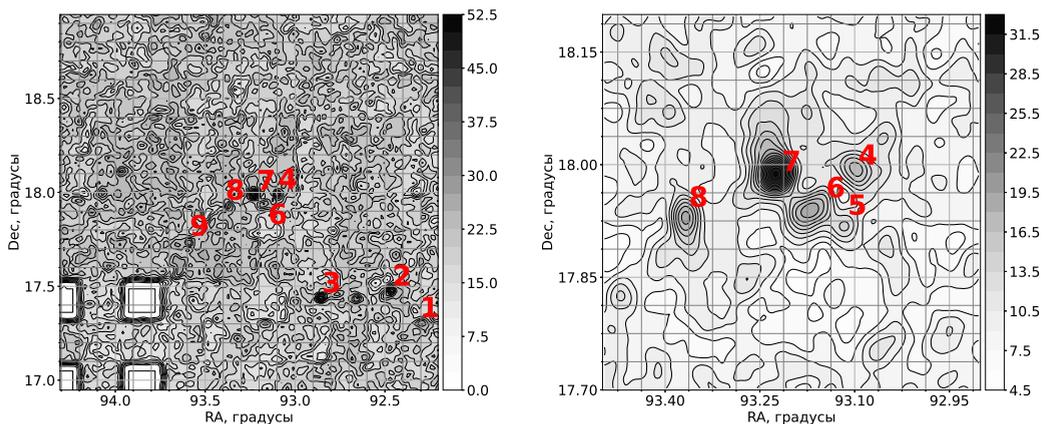
## Введение

Молодые скопления являются основными источниками информации о процессе, скорости и эффективности звездообразования. Согласно последним исследованиям скопления образуются в крупномасштабных газовых волокнах. Такие волокна разного масштаба наблюдаются и в гигантском молекулярном облаке G192+0.0. Комплекс G192+0.0 находится, по разным оценкам, на расстоянии от 1.6 до 3.0 кпк и содержит области III (с номерами от Sh2-254 до Sh2-258) и признаки недавнего звездообразования (мазеры, ИК-источники, молодые звездные объекты (YSO)).

В работе мы рассматриваем область с центром  $RA = 93.25^\circ$  и  $Dec = 17.95^\circ$  и радиусом 60 угловых минут. Для исследования структуры скоплений и фотометрических диаграмм использовались данные каталога UKIDSS GPS (версия DR10PLUS) [1]. Полученную выборку мы считаем полной до звездных величин  $J \approx 18.0$ ,  $H \approx 18.0$  и  $K \approx 17.0$  на основании построенной нами гистограммы звездная величина — количество звезд. Данные каталога были дополнены прямоугольными координатами и значениями поглощения, полученными при помощи метода NICEST [2].

## Определение параметров скоплений

Для нахождения скоплений в области при помощи метода KDE строились карты поверхностной плотности. При построении использовались разные значения полуширины ядерла и предельных звездных величин. На рисунке номерами отмечены области повышенной звездной плотности, которые являются кандидатами или известными звездными скоплениями. Часть скоплений видна на всех картах, часть — только на некоторых. Пустые квадраты в левой нижней части левого рисунка — области с отсутствующей фотометрией во всех



Карты поверхностной плотности области G192+0.0, построенные по данным UKIDSS. Цифрами обозначены скопления. Полуширина ядра  $h_{KDE} = 2$ . Слева — вся область ( $K_{lim} = 20$ ), справа — центральная часть ( $K_{lim} = 17$ )

полосах. Центры скоплений определялись как координаты локальных максимумов плотности. Стоит отметить, что каталог UKIDSS имеет некоторое количество ложных источников, сконцентрированных вокруг ярких звезд. Они на картах плотности могут давать локальные максимумы, похожие на скопления. Поэтому мы удаляли такие объекты при помощи алгоритма DBSCAN [3].

Размеры скоплений определялись при помощи радиальных профилей плотности, также построенных методом KDE (полуширина ядра — 0.5, предельная звездная величина в полосе K — 17). Радиус определялся в предположении о сферической симметрии скопления как абсцисса пересечения уровня фона с радиальным профилем [4]. Оценка числа звезд проводилась путем вычитания из количества звезд в области скопления числа звезд в равной по площади области фона. При подсчете учитывались только звезды с  $K < 17$ , так как это значение является принятой нами границей полноты каталога. При учете больших значений звездных величин могут получаться отрицательные значения.

Для некоторых областей мы попытались определить вероятности принадлежности звезд к скоплениям при помощи пакета UPMASK [5]. Данными для работы алгоритма были экваториальные координаты звезд, звездные величины в полосах J, H и K, показатели цвета J — H, J — K и H — K и ошибки этих величин. Всего было выполнено 2000 прогонов алгоритма с минимальным количеством звезд на кластер 20. Алгоритм UPMASK для определения вероятности требует хорошо видимой пространственной сгруппированности звезд, потому не ко всем скоплениям его можно применить. Необходимое сгущение звезд наблюдается в скоплениях 2, 3, 4, 6 и 7, для них и был применен алгоритм. В качестве звезд, принадлежащих скоплению, мы рассматривали объекты, чья вероятность больше 0.7.

Для сравнения фотометрических последовательностей скоплений с изохронами были получены поглощения и избытки цвета звезд с использованием Q-метода. Данный метод, в отличие от NICEST, позволяет получить индивидуальные значения покраснения. Это особенно важно для молодых скоплений, полностью или частично скрытых газопылевым облаком, так как значение поглощения в таких областях может значительно меняться от звезды к звезде. Например, на снимках скоплений 7-го и 8-го обзора UKIDSS можно видеть, что часть звезд закрыта облаками газа. При использовании Q-метода основной проблемой является выбор того, к какой ветви непокрасневшей последовательности относится звезда, без знания спектрального класса этой звезды. Также для расчета параметра Q необходимо знать звездные величины в трех полосах пропускания. Однако каталог UKIDSS характери-

зается неравномерностью покрытия, и потому часть звезд скоплений неизбежно выпадает из выборки при рассмотрении фотометрических диаграмм, особенно в областях повышенного поглощения.

Исправленные за поглощение фотометрические последовательности скоплений 2, 3, 4, 6 и 7 были использованы для оценки модуля расстояния. Для этого они совмещались с теоретическими изохронами. Так как ожидается, что скопления содержат YSO, совмещение проводилось таким образом, чтобы большая часть звезд находилась над изохроной самого молодого возраста. Все диаграммы характеризуются большим разбросом по звездной величине, что отчасти можно объяснить наличием молодых звездных объектов (например, скопление 7), отчасти недооценкой поглощения некоторых звезд и загрязнением звездами фона. Расстояния 4, 6 и 7 скоплений лежат в промежутке от 1.6 до 3.0 кпк, что близко к значениям из литературы. Скопления 2 и 3, согласно фотометрической оценке, расположены значительно дальше (5 кпк) рассматриваемого региона звездообразования и скорее всего не принадлежат ему.

## Заключение

В работе были исследованы широкие окрестности региона звездообразования в гигантском молекулярном облаке G192+0.0 с использованием данных каталога UKIDSS.

1. По картам поверхностной плотности было выделено девять скоплений, три обнаружены впервые.
2. Для найденных скоплений мы оценили радиусы, количество звезд и поглощение.
3. Установлены вероятности принадлежности звезд к пяти скоплениям и оценены расстояния до них; 4, 6 и 7 скорее всего принадлежат области звездообразования, 2 и 3 находятся значительно дальше и, вероятно, не являются погруженными.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

## Библиографические ссылки

- [1] *Lucas P. W., Hoare M. G., Longmore A. et al.* The UKIDSS Galactic Plane Survey // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2008. — Vol. 391, № 1. — P. 136–163.
- [2] *Lombardi M.* NICEST, a near-infrared color excess method tailored to small-scale structures // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 493, № 2. — P. 735–745.
- [3] *Ester M., Kriegel H-P., Sander J., Xu X.* A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise // *International Conference on Knowledge Discovery & Data Mining –2nd, Portland, Or.* — 1996. — Menlo Park, Calif. : AAAI Press. — P. 226–231.
- [4] *Seleznnev A. F.* Open-cluster density profiles derived using a kernel estimator // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2016. — Vol. 456, № 4. — P. 3757–3773.
- [5] *Krone-Martins A., Moitinho A.* UPMASK: unsupervised photometric membership assignment in stellar clusters // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 561. — P. A57.

## СРАВНЕНИЕ ДОЛИ ДЕЙТЕРИЯ ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ И АСТРОХИМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ХОЛОДНЫХ ПЛОТНЫХ ЯДЕР

И. В. Петрашкевич<sup>1</sup>, А. Ф. Пуанова<sup>2</sup>, А. И. Васюнин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Лаборатория астрохимических исследований, Уральский федеральный университет,*

<sup>2</sup>*Космическая обсерватория Онсала, Технологический университет Чалмерса*

В этой работе мы представляем сравнение лучевых концентраций и доли дейтерия в соединениях из наблюдений и из астрохимической модели. Для сравнения были выбраны три пары соединений:  $N_2H^+$  и  $N_2D^+$ ,  $H^{13}CO^+$  и  $DCO^+$ ,  $NH_3$  и  $NH_2D$ . Наблюдения выполнены на телескопе IRAM-30m в направлении четырех холодных плотных ядер: Oph-E-MM2, Oph-C-N, Oph-H-MM1 и Oph-F. Наблюдаемые лучевые концентрации были посчитаны в предположении локального термодинамического равновесия. Лучевые концентрации были посчитаны с помощью модели PyRate3 [1]. Для модели были построены профили температуры и плотности для выбранных ядер. Сравнение результатов моделирования с данными наблюдений показало, что модельные лучевые концентрации и доли дейтерия наилучшим образом совпадают с наблюдаемыми в моменты времени, когда доля дейтерия максимальна. Мы оценили химический возраст плотных ядер по пикам доли дейтерия, медианный возраст составил  $2.65 \cdot 10^5$ ,  $2.65 \cdot 10^5$ ,  $0.82 \cdot 10^5$  и  $1.80 \cdot 10^5$  лет для Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F и Oph-H-MM1 соответственно. Более подробно результаты представлены в работе [2].

## COMPARISON OF DEUTERIUM FRACTION FROM OBSERVATIONS AND ASTROCHEMICAL MODEL FOR COLD DENSE CORES

I. V. Petrashkevich<sup>1</sup>, A. F. Puananova<sup>2</sup>, A. I. Vasyunin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Laboratory for Astrochemical Research, Ural Federal University,*

<sup>2</sup>*Onsala Space Observatory, Chalmers University of Technology*

In this work, we present a comparison of the column densities and deuterium fractions of species from observations and from an astrochemical model. The following pairs of species were chosen for comparison:  $N_2H^+$  and  $N_2D^+$ ,  $H^{13}CO^+$  and  $DCO^+$ ,  $NH_3$  and  $NH_2D$ . The observations were performed with the IRAM-30m telescope towards four cold dense cores: Oph-E-MM2, Oph-C-N, Oph-H-MM1, and Oph-F. The observed column densities were calculated with the assumption of local thermodynamic equilibrium. The modelled column densities were calculated with the PyRate3 model [1]. Temperature and density profiles for the selected cores were constructed for the model. As a result of the comparison, the column densities and deuterium fractions from the model are similar to the column densities and deuterium fractions from observations at the moment of the peak deuterium fraction. We estimated the chemical ages of the dense cores from the deuterium fraction peaks, with median ages of  $2.65 \cdot 10^5$ ,  $2.65 \cdot 10^5$ ,  $0.82 \cdot 10^5$  and  $1.80 \cdot 10^5$  years for Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F, and Oph-H-MM1, respectively. The more detailed results are presented in work [2].

В молекулярных облаках средняя концентрация газа и пыли составляет  $10^3$ – $10^4$  см<sup>-3</sup> [3]. В некоторых более плотных областях молекулярного облака плотность достигает  $10^4$ – $10^7$  см<sup>-3</sup> [3], а температура опускается ниже 10 К [3], такие сгустки называются плотными ядрами. Плотные ядра являются первой стадией звездообразования. При таких условиях

увеличивается количество дейтерия по отношению к водороду в составе молекул и ионов и доходит до 0.01–1 при общем отношении дейтерия к водороду примерно  $1.5 \sim 10^{-5}$  [?, 4]. Высокая доля дейтерия в соединениях — это один из индикаторов дозвездной фазы сгустков газа и пыли, а дейтерированные соединения — инструмент изучения холодного плотного газа ядер.

Фракционирование дейтерия в соединении — это изменение отношения концентрации дейтерированного изотополога к концентрации водородсодержащего изотополога вследствие изменения физических условий. Для оценки фракционирования дейтерия используют долю дейтерия в соединении — отношение концентрации дейтерированного изотополога к концентрации водородсодержащего изотополога. Реакции (1) и (2) показывают путь образования дейтерированных соединений в холодном газе. В молекулярном облаке количество этих реакций минимально, так как ион  $\text{H}_3^+$  чаще взаимодействует с CO, образуя, например,  $\text{HCO}^+$ , поскольку содержание CO выше, чем HD ( $\text{CO}/\text{H}_2 = 2.7 \times 10^{-4}$  [5],  $\text{HD}/\text{H}_2 = 2.31 \cdot 10^{-5}$  [6]). В холодном плотном ядре количество реакций (1) и (2) увеличивается, дейтерий чаще становится компонентом соединений из-за вымерзания CO (температура десорбции  $\approx 32$  К [5]) и увеличения концентрации частиц:



где A — молекула [7].

Для исследования были выбраны четыре холодных плотных ядра Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F и Oph-H-MM1 области L1688. Это одна из областей образования звезд малых масс, находящихся на расстоянии 119 пк [8] от Солнца и имеющих длинную вытянутую структуру. Ядра находятся на большом расстоянии от протозвезд, что исключает влияние последних на химические и физические процессы, проходящие в холодных ядрах. Для исследования мы выбрали следующие пары соединений:  $\text{N}_2\text{H}^+$  и  $\text{N}_2\text{D}^+$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  и  $\text{DCO}^+$ ,  $\text{NH}_3$  и  $\text{NH}_2\text{D}$ . Данные получены на телескопе IRAM-30m. Лучевые концентрации посчитаны в предположении локального термодинамического равновесия. Моделирование химических процессов в холодных плотных ядрах осуществлялось с помощью модели PyRate3, представленной в [1]. Эта модель наилучшим образом подходит для нашего исследования, так как моделирует химические реакции с водородом и дейтерием отдельно, а также учитывает орто- и парасостояния молекулы водорода [9]. Мы построили два типа профилей концентрации молекулярного водорода и температуры. Первый профиль (профиль 1) был построен по наблюдательным данным Herschel из работы [10], второй профиль (профиль 2) построен по теоретической модели из работы [11], профили показаны в работе [2]. Значения плотности в центральных точках для каждого профиля были взяты из работы [12], так как имеют лучшее угловое разрешение и основаны на наблюдениях более холодной пыли.

На начальном моменте времени химическая модель имеет элементный состав локальной межзвездной среды. Для начального химического содержания азота мы взяли два разных значения, стандартное  $X(\text{N}) = 2.14 \cdot 10^{-5}$  из работы [1] и повышенное  $X(\text{N}) = 7.6 \cdot 10^{-5}$  из работы [13]. Модель предназначена для вычисления химического состава плотных ядер, поэтому диапазон исследования по времени составляет от 0 до 10 млн лет. В результате работы модели были получены концентрации соединений в каждой точке профиля. Мы считали холодные плотные ядра сферически симметричными и представляли каждую точку профиля как сферу для сравнения с наблюдаемыми лучевыми концентрациями. Мы провели луч зрения через край каждой сферы и посчитали лучевые концентрации. Также мы привели модельные лучевые концентрации к угловому разрешению наблюдений.

Мы проанализировали четыре версии модели с двумя различными профилями плотности газа и двумя начальными значениями содержания азота,  $2.14 \cdot 10^{-5}$  и  $7.6 \cdot 10^{-5}$ , сравнивая наблюдаемую и смоделированную лучевые концентрации. Мы обнаружили, что измене-

ние профиля плотности не оказывает существенного влияния на результат моделирования. Напротив, начальный избыток азота значительно влияет на лучевую концентрацию азотсодержащих соединений и незначительно — на лучевую концентрацию углеродсодержащих соединений. Учитывая точность модели, во всех четырех вариантах смоделированные лучевые концентрации согласуются с наблюдаемыми (в пределах порядка величины). Однако, когда речь идет о доле дейтерия, смоделированное значение  $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$  значительно превышает наблюдаемое; смоделированное значение  $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$  занижено, но близко к наблюдаемому; смоделированное значение  $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$  значительно занижено по сравнению с наблюдаемым. Лучший результат моделирования для  $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$  получен при  $X(\text{N}) = 2.14 \cdot 10^{-5}$  и профилях плотности по данным Herschel (профиль 1). Лучший результат для  $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$  был получен при  $X(\text{N}) = 7.6 \cdot 10^{-5}$  и аналитических профилях (профиль 2). При всех четырех вариантах модели лучевая концентрация  $\text{NH}_3$  завышена. Мы оценили химический возраст плотных ядер по пикам доли дейтерия, медианный возраст составил  $2.65 \cdot 10^5$ ,  $2.65 \cdot 10^5$ ,  $0.82 \cdot 10^5$  и  $1.80 \cdot 10^5$  лет для Oph-C-N, Oph-E-MM2, Oph-F и Oph-H-MM1 соответственно. Химический возраст не связан с динамическим возрастом из-за предполагаемой статической физической структуры. Более подробно результаты представлены в работе [2].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект 19-72-00064, а также при поддержке Министерства науки и образования России, проект FEUZ-2020-0038.

## Библиографические ссылки

- [1] *Sipilä O., Caselli P., Harju J.* Benchmarking spin-state chemistry in starless core models // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 578. — P. A55. 1501.04825.
- [2] *Petrashkevich I. V., Punanova A. F., Caselli P. et al.* Deuterium fractionation in cold dense cores in the low-mass star forming region L1688 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2024.
- [3] *Ward-Thompson D., Motte F., Andre P.* The initial conditions of isolated star formation - III. Millimetre continuum mapping of pre-stellar cores // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1999. — Vol. 305, № 1. — P. 143–150.
- [4] *Caselli P., Walmsley C. M., Tafalla M. et al.* CO Depletion in the Starless Cloud Core L1544 // *Astrophys. J. Lett.* — 1999. — Vol. 523, № 2. — P. L165–L169.
- [5] *Lacy J. H., Knacke R., Geballe T. R., Tokunaga A. T.* Detection of Absorption by H 2 in Molecular Clouds: A Direct Measurement of the H 2:CO Ratio // *Astrophys. J. Lett.* — 1994. — Vol. 428. — P. L69.
- [6] *Linsky J. L., Draine B. T., Moos H. W. et al.* What Is the Total Deuterium Abundance in the Local Galactic Disk? // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 647, № 2. — P. 1106–1124. astro-ph/0608308.
- [7] *Dalgarno A., Lepp S.* Deuterium fractionation mechanisms in interstellar clouds // *Astrophys. J. Lett.* — 1984. — Vol. 287. — P. L47–L50.
- [8] *Lombardi M., Lada C. J., Alves J.* Hipparcos distance estimates of the Ophiuchus and the Lupus cloud complexes // *Astron. Astrophys.* — 2008. — Vol. 480, № 3. — P. 785–792. 0801.3346.
- [9] *Pagani L., Salez M., Wannier P. G.* The chemistry of H<sub>2</sub>D<sup>+</sup> in cold clouds // *Astron. Astrophys.* — 1992. — Vol. 258. — P. 479–488.
- [10] *Ladjelate B., André Ph., Könyves V. et al.* The Herschel view of the dense core population in the Ophiuchus molecular cloud // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 638. — P. A74. 2001.11036.
- [11] *Tafalla M., Myers P. C., Caselli P. et al.* Systematic Molecular Differentiation in Starless Cores // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 569. — P. 815–835. astro-ph/0112487.

- [12] *Pattle K., Ward-Thompson D., Kirk J. M. et al.* The JCMT Gould Belt Survey: first results from the SCUBA-2 observations of the Ophiuchus molecular cloud and a virial analysis of its prestellar core population // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 450, № 1. — P. 1094–1122. 1502.05858.
- [13] *Harju J., Daniel F., Sipilä O. et al.* Deuteration of ammonia in the starless core Ophiuchus/H-MM1 // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 600. — P. A61. 1604.05602.

**ОСОБЕННОСТИ ОТБРАКОВКИ  
ПОЗИЦИОННЫХ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ  
ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ  
ОБЪЕКТОВ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА**

**К. В. Салейко, Н. А. Попандопуло, Т. В. Бордовицына**  
*Томский государственный университет*

В работе представлены результаты численного эксперимента по выбору и обоснованию критериев отбраковки позиционных и фотометрических измерений.

**FEATURES OF REJECTION  
OF POSITIONAL AND PHOTOMETRIC MEASUREMENTS WHEN  
DETERMINING DYNAMIC PARAMETERS OF SPACE DEBRIS OBJECTS**

**K. V. Saleiko, N. A. Popandopulo, T. V. Bordovitsyna**  
*Tomsk State University*

The paper presents the results of a numerical experiment on the selection and justification of criteria for rejecting positional and photometric measurements.

## **Введение**

Процесс улучшения орбит искусственных околоземных объектов реализуется, как правило, в виде двух основных программ: численного моделирования движения и вычисления изохронных производных — решения методом Гаусса—Ньютона системы условных уравнений. Используемый в данной работе вычислительный комплекс [1] основан на совместном интегрировании дифференциальных уравнений движения искусственных спутников Земли и уравнений изохронных производных, записанных в прямоугольных координатах численным методом высокого порядка [2]. В процессе интегрирования учитываются возмущения от геопотенциала и его приливных деформаций, влияние Луны и Солнца, рассматриваемых как материальные точки, а также влияние светового давления с учетом конической формы функции тени. В процессе улучшения орбиты по данным позиционных измерений определяются вектор состояния объекта и его средняя парусность, представляющая собой отношение площади миделевого сечения объекта к его массе. Обработка фотометрических измерений осуществляется по алгоритму, представленному в [3], который позволяет определить мгновенную площадь миделевого сечения объекта для каждого измерения, вычислить среднее значение площади миделевого сечения и оценить величину массы объекта, используя среднее значение парусности, полученное при обработке позиционных измерений. В работе использовались наблюдения геостационарных объектов, полученные на телескопе Цейсс-2000 ЦКП «Терскольская обсерватория» сотрудниками ИНАСАН Н. С. Бахтигараевым и П. А. Левкиной в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FSWM-2020-0049), выполняемого совместно Томским государственным университетом и Институтом астрономии РАН. Точность позиционных наблюдений составляет  $0.15''$ , а точность фотометрических измерений  $0.01^m$ . Методика измерений и способы получения характеристик точности приведены в [4]. Особенностью наблюдений объектов космического мусора является, с одной стороны, их обилие, а с

другой стороны — наличие плохо устранимой систематики при улучшении орбит объектов. Поэтому проблема отбраковки наблюдений таких объектов является весьма актуальной, а классические подходы [5] к проблеме здесь не работают.

## Отбраковка измерений

Отбраковка измерений — ответственный этап в процессе улучшения орбит небесных тел и околоземных объектов в том числе. В связи с этим был проведен численный эксперимент по выбору и обоснованию критериев отбраковки, результаты которого представлены в данной работе. Для эксперимента были выбраны объекты космического мусора, имеющие большое число наблюдений. Данные о наблюдениях выбранных объектов приведены в табл. 1. Номера объектов даны в соответствии с нумерацией в динамической базе данных космических объектов Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН.

Таблица 1. Описание использованных наблюдений объектов

| № объекта | Количество наблюдений | Период наблюдений, сутки | Интервал наблюдений, часы |
|-----------|-----------------------|--------------------------|---------------------------|
| 10 294    | 4 700                 | 06.12.2019—23.12.2019    | 14:28—03:30               |
| 90 008    | 1 051                 | 13.09.2021—28.09.2021    | 16:41—02:01               |
| 90 073    | 1 749                 | 06.12.2019—23.12.2019    | 14:45—03:12               |

Рассматривались два правила отбраковки наблюдений: 1)  $|O-C| > N\sigma''$ ; 2)  $|O-C| > M''$ .

Поскольку традиционное правило 1 плохо поддается строгой ранжировке, исследования проводились с правилом 2 и результаты увязывались правилом 1. Точность наблюдений не ниже  $0.01''$ , поэтому начальное значение  $M$  выбиралось равным  $0.5''$ , а конечное —  $3.5''$ .

Покажем прежде всего, что даже самая жесткая отбраковка не позволяет полностью убрать систематику из представления наблюдений (табл. 2 и рис. 1). В табл. 2 приведены данные улучшения орбиты объекта № 10 294 с отбраковками при различных значениях  $M$ . На рис. 1 на каждой панели сверху вниз представлены графики блеска и невязок для соответствующих отбраровок, перечисленных в табл. 2.

Таблица 2. Сравнение данных о процессе улучшения орбиты объекта №10 294, полученных с использованием отбраровок по пороговому значению

| Способ отбраковки | Количество наблюдений | $\sigma, ''$ | Число Тогда      | Ошибки параметров,<br>x...m, v...m/c, A/m...m <sup>2</sup> /кг  |
|-------------------|-----------------------|--------------|------------------|---|
| Без отбраковки    | 4 700                 | 1.43         | $2.2 \cdot 10^6$ | $x \pm 0.0059, y \pm 0.0730, z \pm 0.0082,$<br>$v_x \pm 0.00033, v_y \pm 0.00042, v_z \pm 0.00032,$<br>$A/m \pm 0.000071$ |
| $M = 2''$         | 3 582                 | 0.66         | $2.1 \cdot 10^7$ | $x \pm 0.0049, y \pm 0.0103, z \pm 0.0052,$<br>$v_x \pm 0.00049, v_y \pm 0.00013, v_z \pm 0.00017,$<br>$A/m \pm 0.000133$ |
| $M = 1''$         | 2 666                 | 0.47         | $5.0 \cdot 10^7$ | $x \pm 0.0058, y \pm 0.0120, z \pm 0.0049,$<br>$v_x \pm 0.00061, v_y \pm 0.00103, v_z \pm 0.00015,$<br>$A/m \pm 0.000291$ |
| $M = 0.5''$       | 1 369                 | 0.25         | $3.7 \cdot 10^8$ | $x \pm 0.0067, y \pm 0.0198, z \pm 0.0057,$<br>$v_x \pm 0.00101, v_y \pm 0.00164, v_z \pm 0.00017,$<br>$A/m \pm 0.000562$ |

Как видно из табл. 2, при уменьшении порогового значения среднеквадратичная ошибка уменьшается. При этом обусловленность задачи и ошибки параметров ухудшаются. Если обратить внимание на рис. 1, то можно отметить, что при усилении критерия отбраковки в представлении наблюдений остаются систематические ошибки. В связи с этим поиск оптимального критерия отбраковки проводился по точности результатов прогноза движения объектов, полученных при различных вариантах отбраковки.

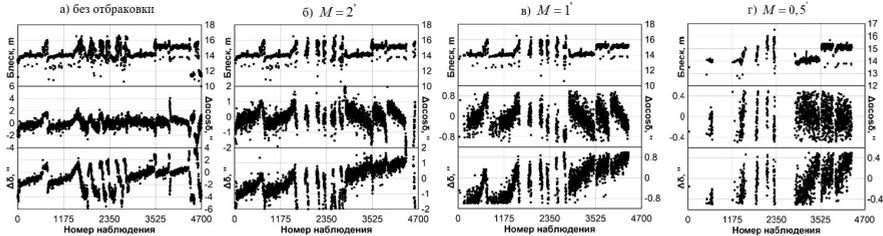


Рис. 1. Примеры представления наблюдений объекта № 10294 при различных уровнях их отбраковки: а) без отбраковки; б)  $M = 2''$ ; в)  $M = 1''$ ; г)  $M = 0.5''$

Данные результатов улучшения и прогноз по всем трем объектам приведены на рис. 2. Сплошной темно-серой линией обозначены величины, полученные без отбраковки, а темно-серой точкой — вариант отбраковки, выбранный алгоритмом в качестве оптимального. На графиках сверху вниз: количество используемых наблюдений (после отбраковки); число обусловленности Тодда (логарифмическая шкала); сумма модулей ошибок определяемых координат объекта; среднеквадратичная ошибка прогноза на 9-месячном интервале времени (логарифмическая шкала для объекта № 10294 и линейная для остальных объектов); среднеквадратичная ошибка на интервале улучшения орбиты. Следует отметить важность сохранения порядка числа Тодда. Она гарантирует, что обусловленность задачи (обеспечиваемая длиной дуги) не ухудшается.

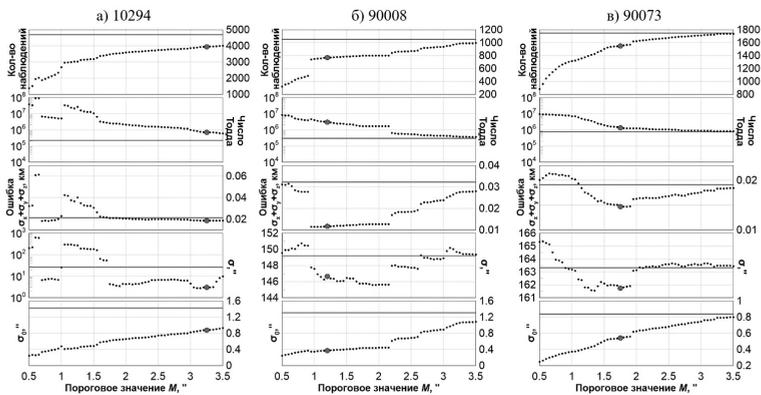


Рис. 2. Данные для поиска оптимального критерия отбраковки на примере трех объектов

Наибольший интерес представляют графики среднеквадратичной ошибки прогноза и суммы модулей среднеквадратичных ошибок определяемых координат. На всех графиках на рис. 2 видна зависимость между этими величинами. Если сумма ошибок координат меньше начального значения, то прогноз точнее. Особенно это наблюдается для случая с объектом № 10294, где  $\sigma$  прогноза может достигать наилучшего значения, равного  $2.7''$ , и наихудшего —  $625''$ .

В программе, осуществляющей отбраковку и улучшение орбит, реализован машинный поиск наилучшего результата с учетом изложенных критериев. Результаты работы алгоритма по выбору оптимального варианта отбраковки на графиках показывают, что отбраковка наблюдений по выбранным критериям позволяет прогнозировать движение объектов с меньшей погрешностью, чем без использования отбраковки.

Рассмотрим влияние отбраковки наблюдений по указанной выше схеме на результаты, получаемые по данным фотометрии. Для этого используем наблюдения объекта с № 10 294, который является отработавшим итальянским спутником *Sirio*, для которого известны его начальные (при запуске) масса и парусность. Известно также, что катастрофических событий со спутником не происходило. Для спутника получено большое количество наблюдений.

Таблица 3. Совместное использование позиционных и фотометрических измерений

| №  | Период наблюдений       | 1 с   |       | 2 с   |       | 3 с   |       |
|----|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|    |                         | A/m   | Масса | A/m   | Масса | A/m   | Масса |
| 1  | 03.03.2019–09.03.2019   | 0.015 | 59    | 0.015 | 62    | 0.015 | 62    |
| 2  | 12.09.2019–23.09.2019   | 0.009 | 270   | 0.010 | 246   | 0.010 | 240   |
| 3  | 06.12.2019–23.12.2019   | 0.018 | 154   | 0.018 | 185   | 0.017 | 198   |
| 4  | 22.06.2020–28.06.2020   | 0.011 | 188   | 0.011 | 187   | 0.011 | 187   |
| 5  | 10.09.2020–29.09.2020   | 0.010 | 256   | 0.011 | 240   | 0.010 | 246   |
| 6  | 12.09.2021–27.09.2021   | 0.012 | 149   | 0.012 | 150   | 0.015 | 121   |
| 7  | 11.10.2021–29.10.2021   | 0.018 | 93    | 0.019 | 93    | 0.017 | 109   |
| 8  | 03.11.2021–06.11.2021   | 0.080 | 22    | 0.026 | 76    | 0.026 | 78    |
| 9  | 05.01.2022–28.01.2022   | 0.011 | 227   | 0.017 | 117   | 0.020 | 99    |
| 10 | 17.06.2022–02.07.2022   | 0.013 | 120   | 0.013 | 122   | 0.013 | 122   |
| 11 | 25.10.2022–08.11.2022   | 0.018 | 76    | 0.005 | 331   | 0.002 | 734   |
| 12 | 15.09.2023–22.09.2023   | 0.016 | 185   | 0.017 | 157   | 0.016 | 162   |
|    | Начальные               | 0.009 | 218   | 0.009 | 218   | 0.009 | 218   |
|    | Средние                 | 0.019 | 150   | 0.014 | 164   | 0.014 | 196   |
|    | Средние без 1, 7, 8, 11 | 0.013 | 194   | 0.014 | 176   | 0.014 | 172   |

Приведенные в табл. 3 данные показывают, что отбраковка наблюдений несущественно влияет на результаты обработки фотометрических измерений. Главное при получении средней оценки массы объекта (и особенно нового объекта) — исключать из определения группы наблюдений, которые дают при обработке позиционных наблюдений значение средней парусности с большой среднеквадратичной ошибкой.

## Библиографические ссылки

- [1] *Авдюшев В. А., Бордовицына Т. В., Батурин А. П. и др.* Численное моделирование динамических параметров геосинхронных объектов по данным позиционных наблюдений // *Астрон. вестн.* — 2022. — Т. 56. — С. 344–355.
- [2] *Авдюшев В. А.* Коллокационный интегратор *Lobbe* в задачах орбитальной динамики // *Астрон. вестн.* — 2022. — Т. 56. — С. 36–46.
- [3] *Новикова О. С.* Алгоритм обработки измерений блеска объектов ГСО и его применение // *Физика космоса* : тр. 51-й Международ. студ. науч. конф. (Екатеринбург, 29 янв.–2 февр. 2024 г.). — Екатеринбург : Изд.-во Урал. ун-та, 2024.
- [4] *Levkina P., Bakhtigaraev N., Martynyuk-Lototskiy K. et al.* Characteristics of small-sized space debris objects detected at the Terskol observatory in 2016-2017 // *Open Astron.* — 2018. — Vol. 27. — P. 310–313.
- [5] *Емельянов Н. В.* Динамика естественных спутников планет на основе наблюдений. — *Фрязино* : Век 2, 2019.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТАНОЛА НА 216—234 ГГц  
В МАССИВНОМ ПРОТОЗВЕЗДНОМ ОБЪЕКТЕ  
G12.89+0.49 (IRAS18089–1732)**

С. В. Салий<sup>1</sup>, А. М. Соболев<sup>1</sup>, Д. А. Ладейщиков<sup>1</sup>, Х. Юй<sup>1</sup>, Ш.-Ю. Лю<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Уральский федеральный университет,*

<sup>2</sup>*Институт астрономии и астрофизики Академии наук Китая, Тайвань*

Представлены предварительные результаты работы по исследованию массивного протозвездного объекта G12.89+0.49 по наблюдениям, проведенным на интерферометре ALMA в частотном диапазоне 216—234 ГГц. На спектрах, усредненных по площади размером 1.6'', включающей диск целиком, отождествлены более 30 линий метанола, соответствующих переходам с существенно различными условиями возбуждения. Оценки температуры варьируются от 60 до 350 К, численной плотности газа — от  $10^{4.5}$  до  $10^9$  см<sup>-3</sup>, лучевой концентрации метанола — от  $\sim 10^{17}$  до  $\sim 10^{18}$  см<sup>-2</sup>. Оценки параметров согласуются с оценками других авторов, но не являются однозначными, необходим более детальный анализ физических условий в объекте.

**STUDY OF METHANOL EMISSION AT FREQUENCIES 216—234 GHz  
IN THE HIGH MASS PROTOSTELLAR OBJECT  
G12.89+0.49 (IRAS18089–1732)**

S. V. Saliy<sup>1</sup>, A. M. Sobolev<sup>1</sup>, D. A. Ladeischikov<sup>1</sup>, H. Z. Yu<sup>1</sup>, Sh.-Y. Liu<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Ural Federal University,* <sup>2</sup>*Institute of Astronomy and Astrophysics, Academia Sinica, Taiwan*

Preliminary results of work on the study of the massive protostellar object G12.89+0.49 are presented based on observations made with the ALMA interferometer in the frequency range 216—234 GHz. In the resulting spectra, averaged over an area of 1.6'', more than 30 methanol lines were identified, corresponding to transitions with significantly different excitation conditions. Temperature estimates range from 60 to 350 K, number density from  $10^{4.5}$  to  $10^9$  cm<sup>-3</sup>, methanol column densities from  $\sim 10^{17}$  to  $\sim 10^{18}$  cm<sup>-2</sup>. The estimates are consistent with those of other authors, but are not unambiguous thus a more detailed analysis of the physical conditions in the facility is necessary.

## Введение

Объект нашего исследования — G12.89+0.49 (IRAS18089-1732). По наблюдениям в ИК-континууме и в радиолиниях молекул этот источник был классифицирован как массивный протозвездный объект (HMPO) [1]. В нем наблюдается мазерное излучение на переходах молекул H<sub>2</sub>O и CH<sub>3</sub>OH, коллимированное истечение в излучении SiO(5–4) [2], в линии NH<sub>3</sub>(4,4) обнаружены признаки вращающегося околзвездного диска [3]. Кроме того, в объекте в разное время наблюдали большое количество линий молекул — трассеров горячих ядер, таких как HCOOCH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>CN, CH<sub>3</sub>OCH<sub>3</sub>, HNCO, NH<sub>2</sub>CHO, CH<sub>3</sub>OH, C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH с энергиями верхних уровней до 747 К (см., например, [3]).

В результате анализа наблюдений на JCMT (Mauna Kea, Гавай), проведенных на 0.8 мм, группа Isokoski с соавторами [4] оценила вращательные температуры для переходов различных молекул в объекте. Их значения варьировались от  $66 \pm 11$  К для CH<sub>3</sub>OCH<sub>3</sub> до

$346 \pm 106$  К для  $\text{CH}_3\text{CN}$ . Данные по линиям метанола наилучшим образом приближались двухкомпонентной моделью: горячее (300 К), компактное ( $2.5''$ ) ядро и холодная (15 К), протяженная ( $\gg 14''$ ) оболочка.

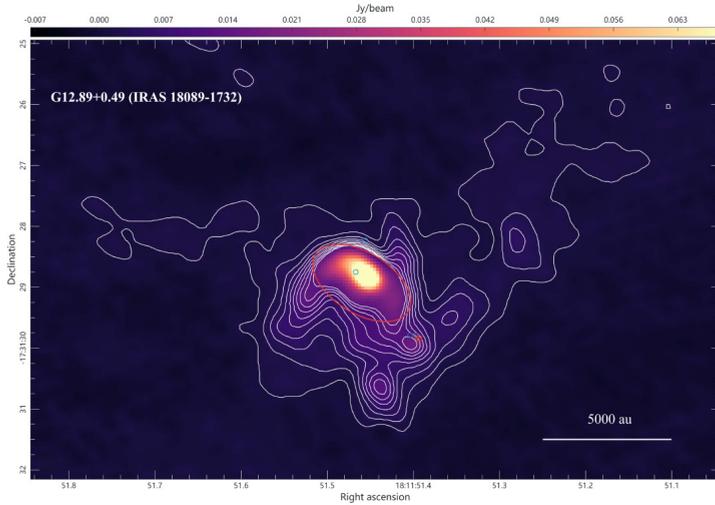


Рис. 1. G12.89+0.49 (IRAS18089–1732) в излучении пыли на 1.3 мм. Красным эллипсом отмечена рассматриваемая область диска

## Наблюдения

По наблюдениям, проведенным на интерферометре ALMA в полосах частот: 216.6–218.5, 219.0–220.9, 230.1–231.9 и 231.9–233.7 ГГц в области размером  $1.6''$ , включающей аккреционный диск молодого массивного протозвездного объекта G12.89+0.49 ( $\alpha_{2000} = 18^{\text{h}}11^{\text{m}}51.4^{\text{s}}$ ,  $\delta_{2000} = -17^{\circ}31'28.5''$ ), отождествлены более 30 линий метанола. Исследуемая область выделена красным эллипсом на рис. 1. Среди отождествленных присутствуют линии, соответствующие переходам основного и первого крутильного состояний с энергиями верхнего уровня до  $\sim 900$  К. Среди них три линии относятся к потенциально мазерным (216.9 ГГц — класс I и 217.9, 218.4 ГГц — класс II), но явных признаков мазерного излучения не выявлено, и три линии с  $\Delta K > 1$ , так называемые «запрещенные линии»\*; 18 линий отождествлены наиболее уверенно, их интенсивность превышает уровень  $> 5\sigma$ , что соответствует потоку  $> 0.02$  Ян/луч, и эти линии не блендируются с линиями других молекул. Лучевые скорости зарегистрированных линий, от 31 до 33 км/с, близки, с учетом спектрального разрешения 1.3 км/с, к определенной по излучению в линиях CS системной скорости плотного ядра 34.1 км/с [5]. Обработка данных проводилась в пакете GILDAS\*\*.

## Оценка физических параметров по линиям метанола

Оценки вращательной температуры (349 К) и лучевой концентрации метанола ( $2.9 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ), полученные по вращательной диаграмме (рис. 2, верхняя панель), со-

\*Запрещенные линии — спектральные линии, для которых вероятность соответствующих квантовых переходов очень мала (они запрещены правилами отбора для разрешенных переходов (см., например, <https://www.astronet.ru/db/msg/1188760>)

\*\*<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

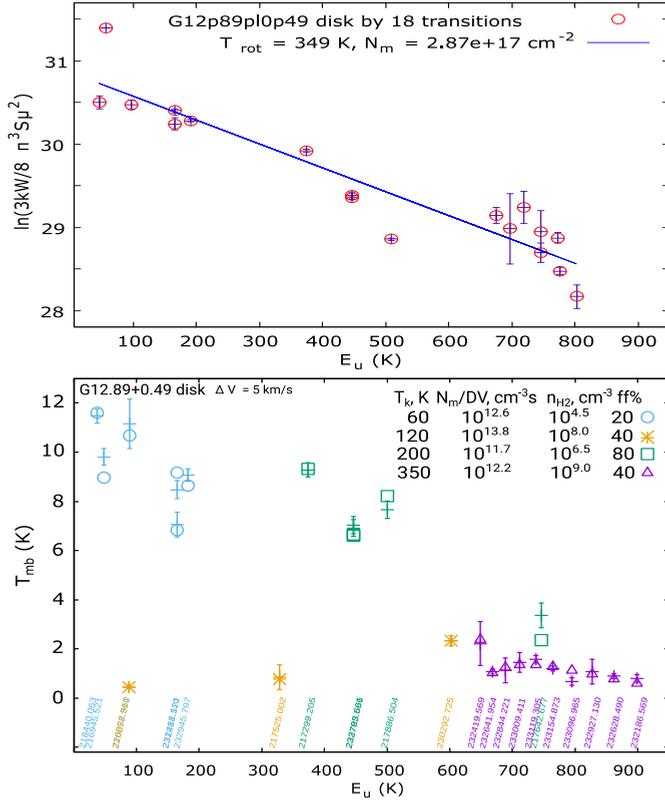


Рис. 2. Вверху — вращательная диаграмма по 18 наиболее уверенно отождествленным ( $> 3\sigma$ ) линиям метанола. Внизу — соответствие модельных яркостных температур наблюдаемым. Над осью абсцисс приведены частоты переходов в ГГц. Разными цветами и символами выделены группы переходов, приближавшихся в модели одновременно. Выделенные группы: «запрещенные переходы» (\*), переходы серии  $J_6 - J_7 v_t = 1E$  ( $\Delta$ ), переходы, не вошедшие в предыдущие группы, с энергиями верхнего уровня  $< 200 \text{ K}$  ( $\circ$ ) и  $> 200 \text{ K}$  ( $\square$ ). В верхнем правом углу приведены параметры моделей с минимальным значением  $\chi^2$  для каждой из групп

гласуются с оценками, приведенными в работах [6] (350 K по линиям серии  $\text{CH}_3\text{CN}$  19–18) и [4] (300 K и  $2.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  по линиям  $\text{CH}_3\text{OH}$  на 0.8 мм), хотя оценки в цитируемых работах были проведены по данным с существенно более низким угловым разрешением.

В модели, построенной в программе CLASS из пакета GILDAS, все линии при таких параметрах оптически тонкие ( $\tau < 0.03$ ). При этом на рис. 2 видно, что модельная прямая является слишком грубым приближением наблюдаемых значений. Следовательно, можно сделать выводы либо о существенном отклонении условий в рассматриваемой области от приближения ЛТР, либо о том, что наблюдаемое излучение соответствует областям с существенно различными условиями, либо и то и другое верно одновременно.

В настоящей работе по базе населенностей энергетических уровней метанола [7] получены оценки физических параметров. Населенности в базе вычислены с использованием метода большого градиента скорости (LVG, метод В. В. Соболева). Для всех переходов использовалось фиксированное значение  $\Delta V = 5 \text{ км/с}$ . Единого набора физических параметров, который бы адекватно описал наблюдаемые интенсивности всех отождествленных переходов, найти не удалось. Поэтому переходы были разделены на группы, которые, возможно, возбуждаются в различных частях исследуемой области: «запрещенные переходы»,

переходы серии  $J_6 - J_7 v_t = 1E$ , переходы с энергиями верхнего уровня  $< 200$  К и  $> 200$  К, которые не вошли в предыдущие группы. В результате получили модельные интенсивности, близкие к наблюдаемым в пределах  $2\sigma$  для большинства отождествленных переходов (рис. 2, нижняя панель). Оценки соответствующих физических параметров существенно различаются (см. значения, приведенные на рис. 2, нижняя панель).

В полученных моделях в группе переходов с энергиями верхнего уровня  $< 200$  К все переходы оптически толстые,  $\tau > 2$ , они возбуждаются, видимо, во внешних областях рассматриваемого объекта. В остальных группах линии оптически тонкие,  $\tau < 0.05$ . «Запрещенные переходы», возможно, возбуждаются в районе взаимодействия истечения с окружающим веществом, переходы серии  $J_6 - J_7 v_t = 1E$  — во внутренних частях диска. Вывод о присутствии в спектре линий, соответствующих различным составляющим объекта, как и оценки, полученные для горячего ядра, близки к приведенным в работе [8] (температура 300 К, плотность  $10^9$  см $^{-3}$ , лучевая концентрация метанола  $10^{17}$  см $^{-2}$ ), в которой оценки параметров проводились тоже с учетом отклонений от ЛТР.

## Заключение

В результате исследования спектров области диска молодого звездного объекта G12.89+0.49 (IRAS18089-1732) отождествлены 34 линии метанола, соответствующие переходам с различными параметрами возбуждения. Показано, что наблюдаемые линии метанола возбуждаются в различных частях исследуемой области. Для более аккуратной оценки распределения физических параметров в диске необходимо рассмотреть спектры, усредненные по площадям меньшего размера.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 23-12-00258.

## Библиографические ссылки

- [1] Sridharan T. K., Beuther H., Schilke P. et al. High-Mass Protostellar Candidates. I. The Sample and Initial Results // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 566, № 2. — P. 931–944. [astro-ph/0110363](#).
- [2] Beuther H., Hunter T. R., Zhang Q. et al. Submillimeter Array Outflow/Disk Studies in the Massive Star-forming Region IRAS 18089-1732 // *Astrophys. J. Lett.* — 2004. — Vol. 616, № 1. — P. L23–L26. [astro-ph/0402505](#).
- [3] Beuther H., Walsh A. J. Kinematics of a Hot Massive Accretion Disk Candidate // *Astrophys. J. Lett.* — 2008. — Vol. 673, № 1. — P. L55. [0712.0579](#).
- [4] Isokoski K., Bottinelli S., van Dishoeck E. F. Chemistry of massive young stellar objects with a disk-like structure // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 554. — P. A100. [1304.3970](#).
- [5] Beuther H., Schilke P., Menten K. M. et al. High-Mass Protostellar Candidates. II. Density Structure from Dust Continuum and CS Emission // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 566, № 2. — P. 945–965. [astro-ph/0110370](#).
- [6] Beuther H., Zhang Q., Sridharan T. K., Chen Y. Testing the Massive Disk Scenario for IRAS 18089-1732 // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 628, № 2. — P. 800–810. [astro-ph/0504468](#).
- [7] Salii S., Parfenov S., Sobolev A. Updated Base of Methanol Energy Level Populations // *Modern Star Astronomy.* — 2018. — Vol. 1. — P. 276–279.
- [8] Leurini S., Schilke P., Wyrowski F., Menten K. M. Methanol as a diagnostic tool of interstellar clouds. II. Modelling high-mass protostellar objects // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 466, № 1. — P. 215–228.

**ПЫЛЬ И ГАЗ ГАЛАКТИКИ NGC 628****К. И. Смирнова<sup>1</sup>, Д. З. Виебе<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Уральский федеральный университет*, <sup>2</sup>*Институт астрономии РАН*

В данной работе проведено сопоставление потоков излучения пыли и газа в комплексах звездообразования галактики NGC 628 с использованием новейших данных, полученных на телескопах JWST (7.7 и 21 мкм), VLT (спектроскопия видимого диапазона) и ALMA (линия CO 2—1), с данными, полученными на телескопах Spitzer (8 и 24 мкм) и IRAM (линия CO 2—1).

**DUST AND GAS OF NGC 628 GALAXY****K. I. Smirnova<sup>1</sup>, D. S. Wiebe<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*Ural Federal University*, <sup>2</sup>*Institute of Astronomy RAS*

In this work we compare the radiation fluxes of dust and gas in star formation regions (SFR) of galaxy NGC 628. We use the latest data obtained on the JWST telescopes (7.7 and 21  $\mu\text{m}$ ), VLT (optical spectroscopy), and ALMA (CO 2—1 line) with data obtained on Spitzer (8 and 24  $\mu\text{m}$ ) and IRAM (CO 2—1 line) telescopes.

**Введение**

Появляющиеся в последнее время данные наблюдений внегалактических комплексов звездообразования (КЗО) с высоким пространственным разрешением позволяют детально исследовать соотношения между различными компонентами межзвездного вещества. Это позволяет выявлять особенности эволюции межзвездного вещества и процессов звездообразования в различных условиях. Ранее нами было исследовано несколько близких галактик и выявлены некоторые закономерности в свойствах их КЗО. В частности, нами были исследованы соотношения параметров газа и пыли в КЗО с предложенным нами кинематическим параметром  $\Delta V$ , который характеризует разброс скоростей движения различных компонентов газа в рассматриваемом КЗО. Методика вычисления  $\Delta V$  описана в статье [1].

Однако недавно появились результаты новых наблюдений с существенно более высоким угловым и соответственно пространственным разрешением. Это данные обзоров PHANGS-ALMA [2, 3], PHANGS-MUSE [4], а также постепенно появляющиеся результаты наблюдения галактик на телескопе JWST. И это ставит вопрос о том, насколько результаты, полученные по данным более низкого пространственного разрешения, сохраняются при переходе к данным более высокого пространственного разрешения.

**Объект исследования**

В данной работе мы рассматриваем спиральную галактику позднего типа NGC 628, которая неоднократно становилась объектом наших предыдущих исследований. Для нее доступно много наблюдательных данных, в том числе и в упомянутых выше обзорах. В данной работе мы будем сравнивать потоки в ближнем и среднем ИК-диапазоне и в линии

CO для КЗО из нашей работы [5], а также для объектов, связанных со звездообразованием, выделенных в других работах (см. ниже). Использованы данные обзоров HERACLES (линия CO (2–1), IRAM [6]) и SINGS (8.0 and 24 мкм, Spitzer Space Telescope [7]), а также данные, взятые из обзора PHANGS-ALMA в линии CO (2–1) [2, 3], обзора PHANGS-MUSE [4] и из архива телескопа JWST (7.7 и 21 мкм). Поскольку нас интересует влияние углового разрешения на получаемые результаты, мы предпочли не проводить процедуру конволюции.

## Результаты

Мы начали с рассмотрения КЗО, взятых из работы [5] (рис. 1), где они были выделены преимущественно по пылевым данным (8, 24 и 160 мкм). Потоки вычислялись при помощи апертурной фотометрии, методика которой описана в статье [8]. Для приблизительной оценки кинематики мы используем параметр разброса скоростей  $\Delta V$ . Для зависимости потока в линии CO и разброса скоростей был рассчитан коэффициент ранговой корреляции Спирмена  $r_S$ . В КЗО наблюдаются корреляции между массой молекулярного газа и соответствующим разбросом скоростей: чем больше поток в линии CO, тем больше разброс скоростей (рис. 2), что согласуется с нашими предыдущими результатами.

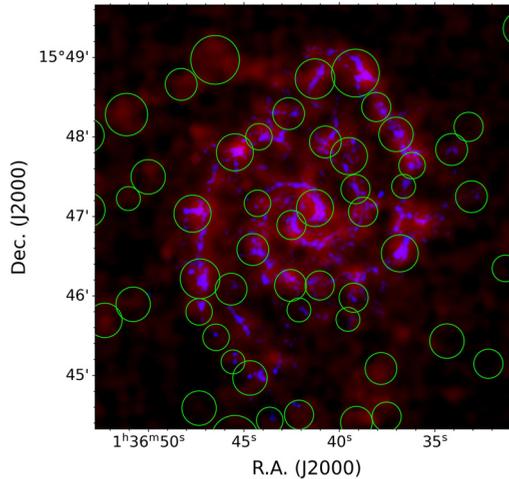


Рис. 1. Изображение галактики NGC 628 в линии CO с выделенными КЗО. Красным цветом показаны данные с телескопа IRAM, синим — с телескопа ALMA, зелеными кружками выделены исследуемые КЗО

Далее нами рассматривались объекты, связанные со звездообразованием, выделенные в других работах: каталог областей ионизованного водорода по данным обзора PHANGS-MUSE [9], каталог молекулярных облаков по данным обзора PHANGS-ALMA [10]. Эти результаты сопоставлялись с нашим каталогом КЗО [1]. Этот выбор позволяет исследовать параметры пыли как на большом масштабе (сотни парсек, КЗО), так и на малом масштабе (десятки парсек, области звездообразования и молекулярные облака).

Для каждого набора объектов (1 900 областей ионизованного водорода, 458 молекулярных облаков, 65 комплексов звездообразования) нами вычислялись потоки в следующих диапазонах: линии H-alpha, H-beta и [OIII] 500.7 нм (MUSE), линия CO 2–1 (ALMA), фильтры 7.7, 11.3 и 21 мкм (JWST), фильтры 8 и 24 мкм (Spitzer) и 160 мкм (Herschel).

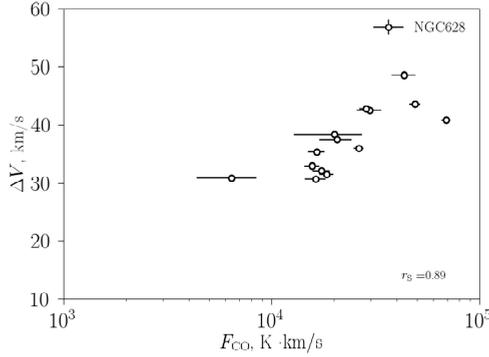


Рис. 2. Соотношение потока в линии CO, наблюдавшемся на ALMA, и разброса скоростей в этой линии для КЗО из галактики NGC 628. В правом нижнем углу приведен коэффициент ранговой корреляции Спирмена ( $r_s$ ).

Полученные данные были использованы для анализа свойств пылевых частиц во внегалактических комплексах и областях звездообразования, а также для анализа зависимости выводов о содержании газа и пыли, сделанных по данным низкого и высокого пространственного разрешения.

Выявленная нами ранее корреляция между эмиссией CO и эмиссией в среднем ИК-диапазоне (7.7 или 8 мкм и 21 или 24 мкм) в новых данных сохраняется, однако с поправкой на то, что при высоком угловом разрешении становится очевидным пространственное несовпадение областей яркой эмиссии ионизованного и молекулярного газа. Поэтому в выборке MUSE оказывается значительное количество областей с яркой эмиссией в среднем ИК-диапазоне и отсутствующей эмиссией CO. Та же закономерность ожидаемо наблюдается и при сопоставлении эмиссии CO и эмиссии H-alpha. Хорошая корреляция между эмиссией в дальнем (160 мкм) ИК-диапазоне, среднем ИК-диапазоне и H-alpha наблюдается как в данных низкого, так и в данных высокого пространственного разрешения.

Мы также проанализировали отношения потоков в среднем ИК-диапазоне — F8/F24 (по данным телескопа Spitzer), F7.7/F21 и F11.3/7.7 (по данным JWST). Поскольку длины волн фильтров Spitzer (8, 24 мкм) и JWST (7.7, 21 мкм) близки друг к другу, можно было бы ожидать, что поведение соответствующих отношений также будет схожим. Однако в действительности отличия оказались заметными. Характерные значения отношения F7.7/F21 примерно одинаковы в регионах всех рассматриваемых видов (области HII, молекулярные облака, КЗО), тогда как отношения F8/F24 отличаются как друг от друга в регионах разных типов, так и от отношений F7.7/F21 в регионах одного типа. Корреляция потока F7.7 в областях HII с отношением F7.7/F21 оказывается отрицательной, а с отношением F8/F24 — положительной. В молекулярных облаках корреляция потока F7.7 с отношением F7.7/F21 оказывается еще более отрицательной, а с отношением F8/F24 — отсутствует. Это указывает на то, что, несмотря на близость длин волн, опираться в интерпретации данных с JWST на выводы, сделанные ранее по наблюдениям на телескопе Spitzer, нужно с осторожностью.

В молекулярных облаках и областях HII обнаружена незначительная антикорреляция отношения F11.3/F7.7 с потоком в линии H-alpha. Поскольку это отношение может считаться примерной мерой размера частиц ПАУ [11], антикорреляция указывает на уменьшение среднего размера частиц в областях с более яркой эмиссией H-alpha. Отмечена также антикорреляция отношения интенсивностей линий [OIII]/H-beta, которое является мерой жесткости УФ-излучения, и отношения потоков F8/F24 (индикатор массовой доли ПАУ),

а также корреляция отношения интенсивностей линий [OIII]/H-beta с отношением потоков F11.3/F7.7 (индикатор типичного размера пылевых частиц). Оба соотношения указывают на то, что с повышением жесткости УФ-излучения доля мелких ароматических частиц сокращается (соответственно повышается средний размер пылинок).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

## Библиографические ссылки

- [1] *Smirnova K. I., Wiebe D. S.* Studies of Star-forming Complexes in the Galaxies NGC 628, NGC 2976, and NGC 3351 // *Astronomy Reports.* — 2019. — Vol. 63, № 6. — P. 445–459. 1908.03756.
- [2] *Leroy A. K., Schinnerer E., Hughes A. et al.* PHANGS-ALMA: Arcsecond CO(2-1) Imaging of Nearby Star-forming Galaxies // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2021. — Vol. 257, № 2. — P. 43. 2104.07739.
- [3] *Leroy A. K., Hughes A., Liu D. et al.* PHANGS-ALMA Data Processing and Pipeline // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2021. — Vol. 255, № 1. — P. 19. 2104.07665.
- [4] *Emsellem E., Schinnerer E., Santoro F. et al.* The PHANGS-MUSE survey. Probing the chemodynamical evolution of disc galaxies // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 659. — P. A191. 2110.03708.
- [5] *Smirnova K. I., Murga M. S., Wiebe D. S., Sobolev A. M.* Relation between the parameters of dust and of molecular and atomic gas in extragalactic star-forming regions // *Astronomy Reports.* — 2017. — Vol. 61, № 8. — P. 646–662. 1712.02268.
- [6] *Leroy A. K., Walter F., Bigiel F. et al.* Heracles: The HERA CO Line Extragalactic Survey // *Astron. J.* — 2009. — Vol. 137. — P. 4670–4696. 0905.4742.
- [7] *Kennicutt R. C. Jr., Armus L., Bendo G. et al.* SINGS: The SIRTf Nearby Galaxies Survey // *Proc. Astron. Soc. Pacif.* — 2003. — Vol. 115. — P. 928–952. astro-ph/0305437.
- [8] *Khramtsova M. S., Wiebe D. S., Lozinskaya T. A., Egorov O. V.* Optical and infrared emission of H II complexes as a clue to the PAH life cycle // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 444. — P. 757–775. 1407.8307.
- [9] *Groves B., Kreckel K., Santoro F. et al.* The PHANGS-MUSE nebular catalogue // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 520, № 4. — P. 4902–4952. 2301.03811.
- [10] *Rosolowsky E., Hughes A., Leroy A. K. et al.* Giant molecular cloud catalogues for PHANGS-ALMA: methods and initial results // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 502, № 1. — P. 1218–1245. 2101.04697.
- [11] *Maragkoudakis A., Peeters E., Ricca A.* Probing the size and charge of polycyclic aromatic hydrocarbons // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 494, № 1. — P. 642–664. 2003.02823.

## ЧИСЛЕННОЕ МГД-МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ВОЛОКОН

И. М. Султанов<sup>1</sup>, С. А. Хайбрахманов<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Челябинский государственный университет,

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

В работе исследуется эволюция цилиндрических молекулярных облаков (волокон). Рассматриваются волокна без магнитного поля и с продольным магнитным полем. Моделирование выполняется с помощью численного кода FLASH. В расчетах без магнитного поля облако, линейная масса которого больше или равна критической, быстро сжимается вдоль радиуса и фрагментации не происходит. В расчетах с линейной массой волокна меньше критической коллапс останавливается градиентом давления и на концах волокна образуются ядра с повышенной плотностью. В волокнах с продольным магнитным полем также происходит образование ядер на концах. Согласно полученным результатам ядра, наблюдаемые на концах молекулярных волокон, могут быть естественным результатом эволюции волокон с линейной массой, меньшей критической, или эволюции волокон с продольным магнитным полем.

## NUMERICAL MHD SIMULATIONS OF THE MOLECULAR FILAMENT EVOLUTION

I. M. Sultanov<sup>1</sup>, S. A. Khaibrakhmanov<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Chelyabinsk State University, <sup>2</sup>Saint-Petersburg State University

We study evolution of cylindrical molecular clouds (filaments). We consider clouds without magnetic field and with parallel magnetic field. The cloud rapidly collapses along its radius without fragmentation in simulations with mass per unit length equal or great than the critical one. The radial collapse of the cloud is stopped by the pressure gradient in the simulations with linear mass that is less than the critical, and cores with high density form at the cloud's edges during further evolution. Cores also form in simulations with parallel magnetic field. According to our results, the cores observed at the edges of molecular filaments can be a result of the evolution of the filament with linear mass less than critical or with parallel magnetic field.

## Введение

Согласно современным представлениям образование звезд происходит в ядрах молекулярных облаков. На картах излучения молекулярные облака проявляются как вытянутые структуры — волокна. Подобные волокна могут представлять собой либо цилиндрические облака, либо плоские слои молекулярного газа, видимые с ребра [1]. Наблюдения показывают, что характерная ширина волокон составляет порядка  $10^{-1}$  пк, а длина варьируется от нескольких пк до нескольких сотен пк. Температура волокон лежит в диапазоне от 10 до 25 К, а концентрация газа — от  $10^4$  до  $10^5$  см<sup>-3</sup> [1].

Поляризационное картирование молекулярных облаков указывает на то, что они пронизаны крупномасштабным магнитным полем [2]. В разреженных облаках магнитное поле,

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

Звездообразование наблюдается в волокне S242, на концах которого находятся ядра плотностью порядка  $10^5$  см $^{-3}$  и размерами 1 пк [3]. Другим примером объекта, в котором наблюдаются признаки образования ядер, является волокно NGC 2024S/Orion B. Ядра в этом волокне имеют размер порядка  $10^{-2}$  пк и массы  $\sim 1 M_{\odot}$  [4]. Профиль скорости вдоль волокна имеет периодический характер с длиной волны  $\lambda \sim 0.2$  пк.

Выделяют разные механизмы образования ядер в облаках: гравитационная неустойчивость в цилиндрах [5], коллапс с конца (end-dominated collapse в англоязычной литературе), когда на концах конечного изолированного цилиндра образуются движущиеся плотные густки [6].

Характеристики образующихся ядер до сих пор детально не изучены, поэтому численное магнитогазодинамическое (МГД) моделирование гравитационной фрагментации молекулярных облаков является актуальной задачей. Условия фрагментации волокон в значительной степени зависят от начальных характеристик облака [7].

Ранее Султанов и Хайбрахманов [8] исследовали влияние начальной интенсивности продольного магнитного поля на эволюцию волокна и характеристики образующихся ядер. Из проведенных расчетов было установлено, что продольное магнитное поле сдерживает коллапс волокна вдоль радиуса и приводит к образованию ядер на торцах облака. В данной работе исследуется влияние начальной линейной массы облака на динамику коллапса.

## Модель

В работе моделируется гравитационный коллапс цилиндрического молекулярного облака (волокна) длиной  $h_0 = 10$  пк и радиусом  $r_0 = 0.2$  пк. Молекулярный вес газа равен  $\mu = 2.31$ , температура газа  $T = 10$  К, показатель адиабаты  $\gamma = 1.001$ . Соответствующая скорость звука  $c_s = 0.19$  км/с. Волокно находится в равновесии по давлению с внешней средой, имеющей температуру  $T = 100$  К.

Динамика волокон с точки зрения коллапса и фрагментации определяется значением линейной массы. Если линейная масса волокна,  $M_L \equiv M/L$ , превышает критическое значение  $(M_L)_{crit} = \frac{2c_s^2}{G}$ , то волокно начинает сжиматься вдоль радиуса [9]. Критическое значение линейной массы для выбранных параметров составляет  $(M_L)_{crit} \approx 16.8 M_{\odot}/\text{пк}$ .

Для исследования динамики волокна проведены серии расчетов с магнитным полем (МГД) и без магнитного поля (ГД). Начальная концентрация варьируется от  $1.2 \cdot 10^3$  см $^{-3}$

Начальные параметры расчетов

| Расчет | $n$ , см $^{-3}$ | $m_L$ | $t_{ff}$ , $10^5$ лет | Магнитное поле | $B$ , Гс       |
|--------|------------------|-------|-----------------------|----------------|----------------|
| ГД-1   | $10^5$           | 40    | 1                     | Нет            | 0              |
| ГД-2   | $2.4 \cdot 10^3$ | 1     | 8.9                   | Нет            | 0              |
| ГД-3   | $1.2 \cdot 10^3$ | 0.5   | 6.3                   | Нет            | 0              |
| МГД-1  | $10^5$           | 40    | 1                     | Параллельное   | $2 \cdot 10^4$ |
| МГД-2  | $10^5$           | 40    | 1                     | Параллельное   | $6 \cdot 10^4$ |

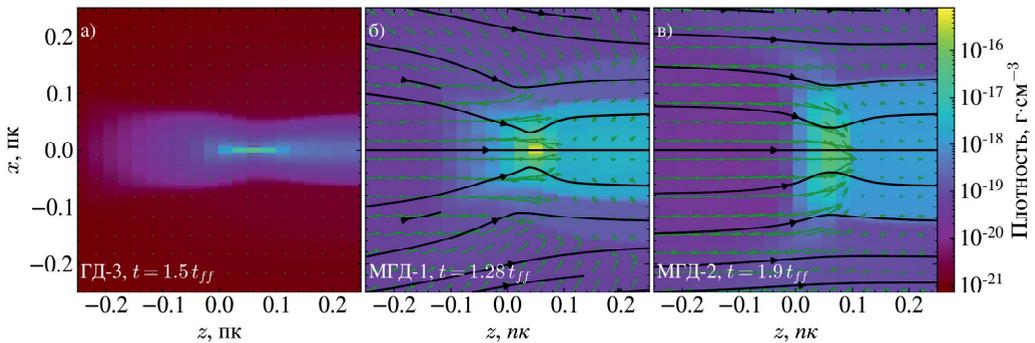
до  $10^5 \text{ см}^{-3}$ , что соответствует отношению линейной массы к критической,  $m_L$ , в диапазоне от 0.5 до 40, интенсивность магнитного поля варьируется от 0 до  $6 \cdot 10^4 \text{ Гс}$  (см. таблицу).

Для моделирования эволюции волокна используется численный код **FLASH 4**, в котором реализована технология адаптивно-встраиваемых сеток (AMR) [10]. В коде уравнения идеальной МГД решаются с помощью схемы MUSCL гоудуновского типа. Рассматривается трехмерная постановка задачи в декартовых координатах. Ось  $z$  соответствует оси симметрии волокна. Размеры расчетной области в направлениях  $x \times y \times z$  составляют  $1.93 \times 1.93 \times 12.9 \text{ пк}^3$ , используется семь уровней вложенности AMR-сетки. Гравитационный потенциал находится с помощью древесного алгоритма Барнса — Хата.

## Результаты

В расчетах ГД-1 и ГД-2 волокно свободно сжимается вдоль радиуса и к моментам времени  $t = 1.0$  и  $1.19 t_{ff}$  соответственно плотность в центре волокон вырастает на три порядка, толщина волокна вдоль радиуса составляет  $0.004 \text{ пк}$ . Фрагментации волокна не происходит. В расчетах ГД-3, МГД-1, МГД-2 коллапс вдоль радиуса останавливается и на краях облака со временем выделяются плотные сгустки. Плотности образующихся на торцах волокна ядер в моменты времени  $t = 1.5, 1.28$  и  $1.9 t_{ff}$  равны  $n = 8.5 \cdot 10^6, 1.7 \cdot 10^8$  и  $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$  соответственно. В указанных расчетах ядра передвигаются к центру облака со сверхзвуковыми скоростями  $v_z = 0.57, 3.6$  и  $5.3 \text{ км/с}$ .

На рисунке приведено распределение плотности, линий магнитного поля и поля скоростей для расчетов ГД-3, МГД-1 и МГД-2 в области формирования ядер в моменты времени  $t = 1.5, 1.28$  и  $1.9 t_{ff}$  в плоскости  $x - z$ . В силу симметрии для примера показаны только ядра находящиеся на «левом» торце волокна. Наличие магнитного поля приводит к тому, что ядра сплющиваются вдоль направления магнитного поля.



Распределение плотности (цветовая заливка), поля скоростей (зеленые стрелки) и линий магнитного поля (черные линии со стрелками) в области формирования ядер для ГД и МГД расчетов

## Заключение и обсуждение

В работе исследована эволюция молекулярных волокон с различной линейной массой. Определены условия фрагментации волокон и характеристики образующихся ядер.

В облаках без магнитного поля, в которых линейная масса больше или равна критической, фрагментации волокна и образования ядер не происходит. Если линейная масса меньше критической, коллапс вдоль радиуса сдерживается градиентом давления и к моменту

времени  $1.5 t_{ff}$  на концах волокна образуются плотные сгустки (ядра), которые передвигаются к центру облака. Выделение ядер происходит на концах волокна потому, что в этих областях гравитационный потенциал ближе к сферическому, чем вдали от концов, и соответственно сила тяжести при сжатии газа растет быстрее. Радиальное сжатие цилиндра всегда будет остановлено градиентом газового давления при  $\gamma > 1$  (см. [1]).

В МГД-расчетах градиент магнитного давления препятствует коллапсу и приводит к затухающим колебаниям волокна вдоль радиуса. В ходе эволюции на концах волокна также образуются плотные ядра, которые передвигаются к центру облака. В МГД-расчетах ядра сплющиваются вдоль направления магнитного поля.

Проведенные расчеты указывают на то, что коллапс с конца может быть результатом эволюции волокна с линейной массой, меньшей критической. Для волокон, с линейной массой больше критической, коллапс с конца возможен при наличии продольного магнитного поля, градиент которого противодействует сжатию вдоль радиуса.

Авторы благодарны рецензенту за полезные комментарии.

## Библиографические ссылки

- [1] *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Hierarchical structure of the interstellar molecular clouds and star formation // *Open Astron.* — 2017. — Vol. 26. — P. 285–292.
- [2] *Ward-Thompson D., Pattle K., Bastien P. et al.* First Results from BISTRO: A SCUBA-2 Polarimeter Survey of the Gould Belt // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 842. — P. 10.
- [3] *Dewangan L. K., Pirogov L. E., Ryabukhina O. L. et al.* Observational Signatures of End-dominated Collapse in the S242 Filamentary Structure // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 887. — P. 1–15.
- [4] *Shimajiri Y., Andre Ph., Peretto et al.* Witnessing the fragmentation of a filament into prestellar cores in Orion B/NGC 2024 // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 672. — P. 24.
- [5] *Chandrasekhar S., Fermi E.* Problems of Gravitational Stability in the Presence of a Magnetic Field // *Astrophys. J.* — 1953. — Vol. 118. — P. 116–141.
- [6] *Clarke S. D., Whitworth A. P.* Investigating the global collapse of filaments using smoothed particle hydrodynamics // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 449. — P. 1819–1825.
- [7] *Seifried D., Walch S.* The impact of turbulence and magnetic field orientation on star-forming filaments // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 452. — P. 2410–2422.
- [8] *Султанов И. М., Хайбрахманов С. А.* МГД-моделирование эволюции молекулярных волокон // (принято к печати в *Астрон. журн.* 2024).
- [9] *Ostriker J.* The Equilibrium of Polytropic and Isothermal Cylinders // *Astrophys. J.* — 1964. — Vol. 140. — P. 1056.
- [10] *Fryxell B., Olson K., Ricker P. et al.* FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2000. — Vol. 131. — P. 273–334.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДВУХМЕРНОГО КОНТУРА АСТЕРОИДА ПО ЕГО СВЕТОВОЙ КРИВОЙ

А. Л. Толстой, Ю. Д. Медведев  
*Институт прикладной астрономии РАН*

Кривая блеска вращающегося астероида определяется формой астероида, его поверхностными характеристиками рассеяния света и его положением относительно наблюдателя и направления на Солнце. Обычно для определения профиля тела используется метод инверсии световой кривой, который основывается на разложении этой кривой в ряд Фурье. Основная идея метода заключается в преобразовании членов ряда световой кривой в члены ряда, описывающие двумерный выпуклый контур. В этом методе количество параметров, характеризующих контур, ограничено количеством гармоник Фурье. В данной работе предлагается методика, в которой контур тела представляется выпуклой замкнутой ломаной кривой и координатами векторов нормалей к каждому ее отрезку. Этот метод позволяет использовать более сложные и приближенные к действительности модели отражения света от поверхности астероида, чем это возможно при использовании ряда Фурье. В качестве примера применения метода определены контуры нескольких астероидов.

## DETERMINATION OF CONVEX PROFILE FROM ASTEROID LIGHT CURVES

A. L. Tolstoy, Yu. D. Medvedev  
*Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences*

The light curve of a rotated asteroid is determined by its shape, surface light scattering characteristics, and position. To determine the profile of the body the method of light curve inversion, which is based on Fourier transform is usually used. In this method, the number of parameters characterising the profile is limited by the number of Fourier harmonics. In present paper, we propose a method in which the body profile is represented by a convex closed polygonal chain and the normal vectors to each segment. The applying our method makes us be able to use the more complicated models of light reflection. Profiles of several asteroids was obtained using proposed method.

## Введение

Определение ориентации, формы и отражательных свойств астероидов остается актуальным, несмотря на успех космических миссий к астероидам. Особый интерес представляют астероиды, сближающиеся с Землей, поскольку помимо теоретического интереса имеют и практический аспект изучения этих объектов, связанный с их возможным столкновением с Землей и Луной. В настоящее время определения размеров астероидов включают в себя методы фотометрии, радиолокации, спекл-интерферометрии, транзитный и тепловой радиометрии. Важным инструментом является радиолокационный метод. В этом методе мощный передатчик излучает радиоволны, которые с помощью радиотелескопов направляются на астероид. Затем анализируется отраженный сигнал и извлекается информация

о задержке, доплеровском сдвиге и яркости экосигнала от различных участков астероида. Эта информация позволяет оценить форму и ориентацию астероидов. Однако применение метода к изучению небольших по размеру небесных тел возможно только при близком прохождении их около Земли, кроме того, использование этого метода требует огромных мощностей передатчика. Поэтому использование фотометрических наблюдений и построение на основании их кривых блеска остаются наиболее распространенным методом изучения особенностей формы астероидов.

## Описание методики

Кривая блеска вращающегося астероида полностью определяется формой астероида, его поверхностными характеристиками рассеяния света и его положением относительно наблюдателя и направления на Солнце. Однако обратная задача не обладает единственным решением. Как отметил Рассел [1], даже если бы у астероида были доступны световые кривые при всех возможных конфигурациях Солнце — Земля — астероид, было бы «невозможно точно определить форму астероида». Такая ситуация существует из-за сложности отделения эффектов изменений альbedo от формы. Последнее время усилиями финского астронома М. Kaasalainen [2, 3] и его коллег разрабатываются методы построения моделей, позволяющие судить о форме и оси вращения. Однако их методы требуют большого числа фотометрических наблюдений, полученных в большом числе оппозиций астероида, что, как правило, невозможно для астероидов, сближающихся с Землей. В этом случае приходится использовать упрощенные модели, например, двухмерные модели, описывающие особенности формы астероида. Одной из таких аппроксимаций является определение контура формы тела — сечение фигуры астероида плоскостью, определяемой тремя точками: центрами Солнца, астероида и топоцентрическим положением наблюдателя. При этом предполагается, что длина освещенной дуги  $L$ , видимой наблюдателю, пропорциональна яркости отраженного от поверхности астероида света, фиксируемого наблюдателем,  $m(t)$ .

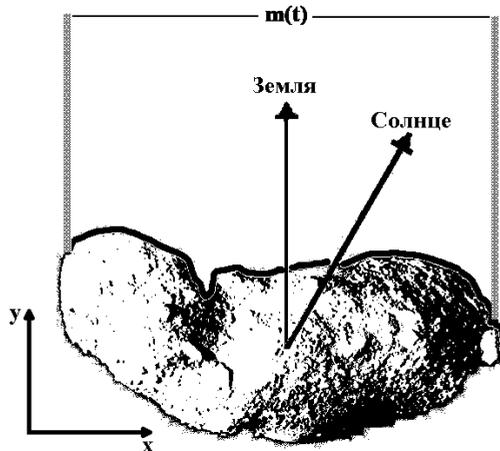


Рис. 1. Схематическое изображение используемой системы координат и основных направлений

В плоскости сечения можно ввести астероидоцентрическую прямоугольную систему координат с осью  $Oy$  в направлении на Землю в некоторый начальный момент  $t_0$ , с осью  $Oz$  с направляющим вектором, равным векторному произведению векторов на Солнце и Землю, и с осью  $Ox$ , дополняющей систему до правой (рис. 1).

В этом случае по изменению звездной величины  $m(t)$ , являющейся мерой количества отраженного света, можно получить информацию о контуре тела. Если удастся получить несколько сечений и информацию об оси вращения, то возможна реконструкция 3D-фигуры тела. S. Ostro b R. Connolly [4] предложили метод, в котором световая кривая раскладывается в ряд Фурье и затем этот ряд преобразуется в ряд, описывающий контур тела, однако при этом им пришлось пойти на ряд упрощений в учете отражающего света.

В данной работе предлагается иная методика, в которой контур тела представляется выпуклой замкнутой ломаной кривой и координатами векторов нормалей к каждому ее отрезку. Пусть имеется набор из  $n$  наблюдений  $\{m(t_i)\}_n^1$ , определяющий значения видимой звездной величины на моменты времени  $t_i$ .

По фотометрическим наблюдениям с учетом расстояний до Земли и Солнца определяется кривая блеска, по которой оценивается период обращения астероида,  $P$ .

В предлагаемом методе определяемыми параметрами являются длины отрезков  $l_i$ ,  $i = \overline{1, N}$ . В качестве начального момента удобно выбрать первое наблюдение. Для определения неизвестных формируется система линейных уравнений:

$$\begin{cases} \sum_i^N l_i \cdot \cos(\alpha_i(t_1)) \cos(\beta_i(t_1)) = m(t_1), \\ \dots \\ \sum_i^N l_i \cdot \cos(\alpha_i(t_n)) \cos(\beta_i(t_n)) = m(t_n), \end{cases} \quad (1)$$

$$\text{где } \cos(\alpha_i(t_k)) = \begin{cases} (\vec{n}_i(t_k) \cdot \vec{n}_E(t_k)) > 0 \\ 0 \end{cases}, \quad \cos(\beta_i(t_k)) = \begin{cases} (\vec{n}_i(t_k) \cdot \vec{n}_S(t_k)) > 0 \\ 0 \end{cases},$$

а  $\vec{n}_i(t_k)$ ,  $\vec{n}_E(t_k)$ ,  $\vec{n}_S(t_k)$  – векторы нормалей к отрезкам, направления на Землю и Солнца в моменты  $t_k$ ,  $k = \overline{1, n}$  в астероидоцентрической системе координат. Координаты вектора нормалей к отрезкам определяются значением углов в начальный момент  $\varphi_i(t_1) = \frac{2\pi}{N} \cdot i$ ,  $i = \overline{1, N}$  и равны  $\vec{n}_i(t_1) = (\cos(\varphi_i(t_1)), \sin(\varphi_i(t_1)), 0)$ . Для последующих моментов наблюдений значения углов равны  $\varphi_i(t_k) = \frac{2\pi}{N} \cdot i + \frac{2\pi}{P} \cdot k$ ,  $k = \overline{1, n}$ .

Система (1) дополнялась условиями замкнутости контура и положительности длин отрезков (2).

$$\begin{cases} \sum_i^N l_i \cdot \cos(\varphi_i(t_1)) = 0, \\ \sum_i^N l_i \cdot \sin(\varphi_i(t_1)) = 0, \\ \forall l_i \geq 0. \end{cases} \quad (2)$$

Решение системы ищется методом квадратического программирования, минимизируя сумму квадратов невязок уравнений в системе (1).

## Изложение результатов

В ходе данного исследования авторами была разработана программа на языке программирования Python, позволяющая определить оптимальные параметры контура по световой кривой астероида. Применение данной программы показало возможность восстановления контуров по их световым кривым, что дало возможность обрабатывать реальные фотометрические наблюдения.

В качестве примера на рис. 2 приведен контур астероида 161989, определенный в результате применения данной программы к фотометрическим наблюдениям этого астероида.

## Заключение

Для сравнения на рис. 3 приведены световая кривая, построенная по фотометрическим наблюдениям астероида 161989, и расчетная световая кривая по рассчитанному контуру.

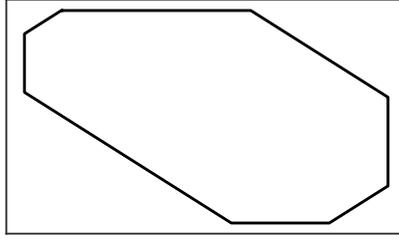


Рис. 2. Рассчитанный контур астероида 161989

Непрерывной линией обозначена кривая с наблюдательными данными, а прерывистой — с рассчитанными звездными величинами по найденному контуру. Хорошее совпадение этих двух графиков демонстрирует применимость предложенного авторами метода к световым кривым реальных объектов для определения их контуров.

Эта работа является важным этапом в планируемой авторами работе по построению 3D-формы астероидов по их фотометрическим наблюдениям.

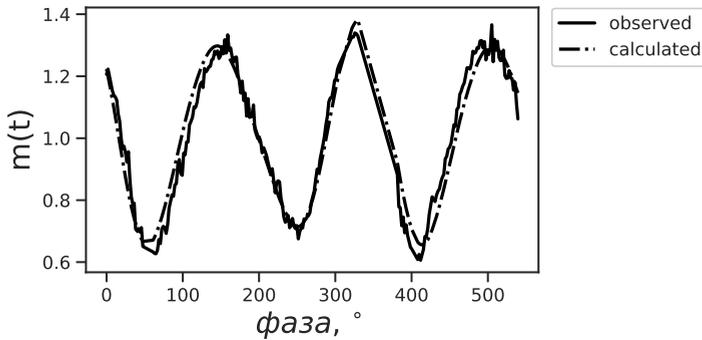


Рис. 3. Световые кривые: наблюдаемая и рассчитанная

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FFUZ-2021-0003.

## Библиографические ссылки

- [1] *Russell H. N.* On the light variations of asteroids and satellites // *Astrophys. J.* — 1906. — Vol. 24. — P. 1—18.
- [2] *Kaasalainen M., Torppa J.* Optimization Methods for Asteroid Lightcurve Inversion. I. Shape Determination // *Icarus.* — 2001. — Vol. 153, № 1. — P. 24—36.
- [3] *Kaasalainen M., Torppa J., Muinonen K.* Optimization Methods for Asteroid Lightcurve Inversion. II. The Complete Inverse Problem // *Icarus.* — 2001. — Vol. 153, № 1. — P. 37—51.
- [4] *Ostro S. J., Connelly R.* Convex profiles from asteroid lightcurves // *Icarus.* — 1984. — Vol. 57, № 3. — P. 443—463.

**ВЛИЯНИЕ ВСПЫШЕК НА НАЛИЧИЕ ГАЛЬКИ В FEOSAD****А. П. Топчиева<sup>1</sup>, Т. С. Молярова<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН,*<sup>2</sup>*Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону*

Вспышки светимости молодых звездных объектов влияют на физическую структуру и свойства пыли в их протопланетных дисках. В работе представлены расчеты двумерного гидродинамического кода FEOSAD, моделирующего глобальную эволюцию самогравитирующего вязкого протопланетного диска с учетом теплового баланса и коагуляции и фрагментации пыли. Модель включает динамику основных летучих молекул ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  и  $\text{CO}$ ) в газе, на мелкой пыли, на крупной пыли и на гальке. Рассмотрено влияние вспышек светимости на наличие гальки в протопланетном диске, а также на состав покрывающего гальку льда. Показано, что галька эффективно разрушается во время вспышек светимости.

**EFFECT OF OUTBURSTS ON THE PRESENCE OF PEBBLES IN FEOSAD MODEL****A. P. Topchieva<sup>1</sup>, T. S. Molyarova<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, RAS,*<sup>2</sup>*Southern Federal University, Rostov-on-Don*

The luminosity outbursts of young stellar objects affect the physical structure and dust properties of the surrounding protoplanetary disks. We present the results of the two-dimensional hydrodynamic code FEOSAD, which simulates the global evolution of a self-gravitating viscous protoplanetary disk, taking into account thermal balance and dust coagulation and fragmentation. The model includes the dynamics of the main volatiles ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ , and  $\text{CO}$ ) in the gas, on small dust, on grown dust, and on pebbles. We consider the effect of outbursts on the presence of pebbles in the protoplanetary disk, as well as on the composition of their ice mantles. We show that pebbles are efficiently destroyed during luminosity outbursts.

**Введение**

В теории формирования планет остался ряд нерешенных проблем, в частности, вопрос образования километровых планетезималей из микронных частиц, который является первой ступенью этого процесса. Для описания последующих стадий формирования планет-гигантов часто рассматривалась теория аккреции на ядро [1, 2]. В последнее время большое внимание уделяется также механизму эффективной аккреции гальки на ядро [3, 4], который позволяет решить многие проблемы, связанные с типичными временами формирования газовых и ледяных гигантов [5]. В контексте относительно короткой продолжительности жизни протопланетных дисков (порядка 5–10 млн лет [6, 7]) галька может быть ключевым компонентом процесса формирования планет. Данная работа посвящена исследованию распределения гальки в протопланетном диске, испытывающем вспышку светимости. Мы рассматриваем химический состав льдов на гальке, его изменение под действием вспышки, обращая особое внимание на влияние, которое вспышка оказывает на распределение и количество самой гальки в протопланетном диске.

## Модель

В работе используется численное моделирование формирования и эволюции протозвездного/протопланетного диска с помощью модели FEOSAD, представленной в работе [8], с последующими модификациями в [9]. FEOSAD представляет собой двумерный гидродинамический код в предположении тонкого диска и включает в себя самогравитацию, турбулентную вязкость, тепловой баланс, эволюцию пыли и ее взаимодействие с газом, а также испарение и конденсацию основных летучих соединений:  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  и  $\text{CO}$ . Моделирование начинается с гравитационного коллапса дозвездного облака, затем формируется околозвездный диск, эволюция которого моделируется до момента 0.5 млн лет.

Начальные параметры в модели следующие: начальная масса коллапсирующего ядра  $M_{\text{core}} = 0.66 M_{\odot}$ , в конце расчетов (500 тыс. лет) масса центральной звезды  $M_{\star} = 0.40 M_{\odot}$  и масса диска  $M_{\text{disk}} = 0.22 M_{\odot}$ . Предполагается, что около 10 % аккрецируемого на протозвезду вещества выбрасывается в виде джетов и истечений. К концу моделирования в оболочке остается небольшое количество массы. Исходное отношение массы пыли к массе газа составляет 0.01, изначально вся пыль мелкая, имеет размеры от 0.005 до 1 мкм.

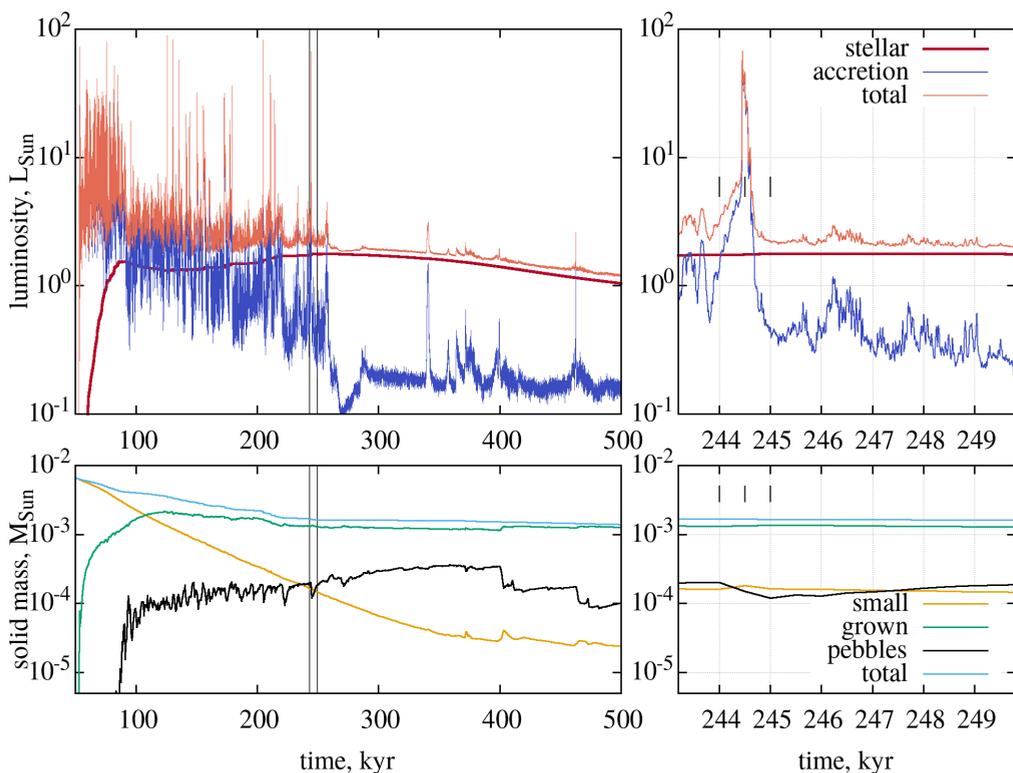
Ранее в работе [10] рассматривались эволюция и свойства гальки — самых крупных пылинок, которые играют важную роль в формировании планет. Галька определяется как пыль, размер которой превышает 0.5 мм, имеет число Стокса  $\text{St} > 0.01$ . В настоящей работе помимо самой гальки рассматриваются покрывающие ее льды, учитываются их влияние на фрагментационную скорость пылинок  $v_{\text{frag}}$  и, как следствие, на эволюцию пыли (см. [9]). Пылинки, покрытые ледяными мантиями, менее хрупкие и имеют  $v_{\text{frag}} = 5$  м/с, а пылинки без ледяных мантий — более хрупкие, с  $v_{\text{frag}} = 0.5$  м/с.

## Результаты

Темп аккреции газа на звезду варьируется из-за развития в диске различных неустойчивостей. Такие события самосогласованно воспроизводятся в модели, в частности, вследствие развития магниторотационной неустойчивости [11]. Повышение темпа аккреции сопровождается вспышками аккреционной светимости, которые влияют на тепловую структуру диска. Эволюция аккреционной светимости за время жизни диска показана на верхней левой панели рисунка. Видно, что в первые 250 тыс. лет регулярно происходят вспышки амплитудой в десятки  $L_{\odot}$ . Эти вспышки сопровождаются резким кратковременным падением полной массы гальки в диске (см. нижнюю левую панель рисунка).

Рассмотрим более подробно одну из вспышек, происходящую на раннем этапе эволюции диска ( $\approx 245$  тыс. лет). Профиль этой вспышки светимости показан на правой верхней панели рисунка. Максимум светимости соответствует моменту времени 244.5 тыс. лет, вспышка длится около 200 лет и имеет амплитуду  $\sim 70 L_{\odot}$ . Непосредственно с ростом светимости начинается падение массы гальки. Она падает примерно вдвое к моменту времени 245 тыс. лет, т. е. уже после окончания вспышки, и возвращается к прежнему довыспышечному значению примерно через 4 тыс. лет. С падением массы гальки масса мелкой пыли возрастает, а масса крупной пыли меняется слабо. За несколько тысяч лет во временной окрестности вспышки заметно небольшое уменьшение полного количества пыли, связанное с ее аккрецией на звезду.

Вспышка светимости нагревает диск и приводит к тепловой десорбции льдов с поверхности пылинок и сдвигу линий льдов всех молекул на большее расстояние от звезды. Это неизбежно сказывается на составе льдов, покрывающих пыль. Нагрев диска такой яркой вспышкой приводит к тому, что в значительной части диска пылинки полностью лишаются ледяных мантий. Вследствие этого в области непосредственно за предшествующим положением линии льдов фрагментационная скорость  $v_{\text{frag}}$ , зависящая от наличия ледяных



Светимость звезды, аккреционная светимость (сверху) и интегральная масса тугоплавких компонент (снизу). Слева показан полный интервал существования диска, справа — вспышка светимости на 244.5 тыс. лет. Соответствующий всплеску интервал времени выделен вертикальными линиями на левых панелях

мантей, падает с 5 до 0.5 м/с. Пылинки в этой области становятся хрупкими, фрагментируются до мелких размеров ( $< 0.5$  мм) и больше не являются галькой. Это видно по соответствующему росту массы как крупной, так и мелкой пыли, в которую превращается галька. После окончания вспышки молекулы возвращаются на поверхность пылинок, и рост пыли возобновляется. Однако восстановление довспышечной массы гальки происходит медленно, на масштабе нескольких тысяч лет.

## Заключение

Мы можем заключить, что наличие гальки и состав покрывающих ее льдов чувствительны к возникающим в диске неустойчивостям, что заслуживает отдельного рассмотрения. Показано, что галька эффективно разрушается во время вспышек светимости вследствие десорбции ледяных мантей и соответствующего понижения порога фрагментации пылинок. Ее содержание восстанавливается через несколько тысяч лет после окончания вспышки. Наличие ледяных мантей, ослабляющих эффект фрагментации, в нашей модели является необходимым для существования гальки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10029, <https://rscf.ru/project/22-72-10029>

## Библиографические ссылки

- [1] *Boley A. C.* The Two Modes of Gas Giant Planet Formation // *Astrophys. J. Lett.* — 2009. — Vol. 695, № 1. — P. L53—L57. 0902.3999.
- [2] *Helled R., Bodenheimer P., Podolak M. et al.* Giant Planet Formation, Evolution, and Internal Structure // *Protostars and Planets VI* / ed. by Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, Thomas Henning. — 2014. — P. 643—665. 1311.1142.
- [3] *Morbidelli A., Lambrechts M., Jacobson S., Bitsch B.* The great dichotomy of the Solar System: Small terrestrial embryos and massive giant planet cores // *Icarus.* — 2015. — Vol. 258. — P. 418—429. 1506.01666.
- [4] *Johansen A., Lambrechts M.* Forming Planets via Pebble Accretion // *Annual Review of Earth and Planetary Sciences.* — 2017. — Vol. 45, № 1. — P. 359—387.
- [5] *Bitsch B., Lambrechts M., Johansen A.* The growth of planets by pebble accretion in evolving protoplanetary discs // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 582. — P. A112. 1507.05209.
- [6] *Haisch K. E. Jr., Lada E. A., Lada Ch. J.* Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters // *Astrophys. J. Lett.* — 2001. — Vol. 553, № 2. — P. L153—L156. astro-ph/0104347.
- [7] *Mamajek E. E.* Initial Conditions of Planet Formation: Lifetimes of Primordial Disks // *Exoplanets and Disks: Their Formation and Diversity* / ed. by Tomonori Usuda, Motohide Tamura, Miki Ishii : American Institute of Physics Conference Series. — 2009. — Vol. 1158. — P. 3—10. 0906.5011.
- [8] *Vorobyov E. I., Akimkin V., Stoyanovskaya O. et al.* Early evolution of viscous and self-gravitating circumstellar disks with a dust component // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 614. — P. A98. 1801.06898.
- [9] *Molyarova T., Vorobyov E. I., Akimkin V. et al.* Gravitoviscous Protoplanetary Disks with a Dust Component. V. The Dynamic Model for Freeze-out and Sublimation of Volatiles // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 910, № 2. — P. 153. 2103.06045.
- [10] *Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Johansen A. et al.* Formation of pebbles in (gravito-)viscous protoplanetary disks with various turbulent strengths // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 670. — P. A81. 2212.01023.
- [11] *Zhu Zh., Jiang Yan-Fei, Stone J. M.* Global 3D radiation magnetohydrodynamic simulations for FU Ori's accretion disc and observational signatures of magnetic fields // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 495, № 3. — P. 3494—3514. 1912.01632.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВ НУТАЦИИ НА ОСНОВАНИИ ОБРАБОТКИ ЧАСОВЫХ РСДБ НАБЛЮДЕНИЙ

**Р. М. Урунова**

*Институт прикладной астрономии РАН*

В ИПА РАН за последние 9 лет ежедневно проводится от шести сессий часовых РСДБ-наблюдений. Это позволило рассмотреть возможность определения углов нутации по этим сессиям и оценить их точность. Данные сессии обработаны с использованием специального программного пакета, разработанного в институте и включающего метод глобального уравнивания. Результаты сравниваются с данными международного центра службы вращения Земли и результатами глобального уравнивания, ежегодно получаемого ИПА РАН. Точность определения поправок зависит от количества объединенных сессий, что делает предложенный метод перспективным для получения независимых данных о координатах небесного полюса и изучения свободной нутации ядра Земли.

## DETERMINATION OF NUTATION ANGLES BASED ON PROCESSING OF HOURLY VLBI OBSERVATIONS

**R. M. Urunova**

*Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences*

Over the past 9 years, the IAA RAS has conducted daily observations using the VLBI, with no fewer than six sessions per day. This has allowed exploring the potential for determining nutation angles based on these sessions and assessing their accuracy. The data sessions were processed using a specialized software package developed at the institute, incorporating the global equalization. The results are compared with data from the International Earth Rotation and Reference Systems Service, as well as the annual results of global equalization obtained by the IAA RAS. The accuracy of correction determination depends on the number of combined sessions, making the proposed method promising for obtaining independent data on the coordinates of the celestial pole and studying the free core nutation of the Earth.

## Введение

РСДБ — это единственная технология, которая позволяет определять все пять параметров вращения Земли. В эти параметры входят поправка ко всемирному времени, координаты небесного полюса (или углы нутации) и координаты земного полюса. Благодаря ГНСС-наблюдениям определяются последние параметры. С помощью суточных сессий обычно определяют координаты небесного полюса, а с помощью интенсивных сессий, длительность которых обычно около часа, определяют поправку ко всемирному времени [1].

## Методы обработки

Определение углов нутации по суточным сессиям производится с помощью программного обеспечения QUASAR [2]. Данный пакет позволяет вести обработку в двух режимах — односессийном и мультисессийном. При мультисессийном уравнивании система

уравнений принимает следующий вид:

$$Ax + By + Dz + C = R,$$

где  $x$  — глобальные параметры, неизменные в течение обрабатываемого периода;  $A$  — матрица дифференциалов по параметрам  $x$ ;  $y$  — локальные параметры, меняются в течение обрабатываемого периода;  $B$  — матрица дифференциалов по параметрам  $y$ ;  $z$  — стохастические параметры;  $D$  — матрица дифференциалов по параметрам  $z$ ;  $C$  — вектор ошибок;  $R$  — разность  $O - C$ . При односессионном уравнивании  $x$  и  $A$  отсутствуют. В случае глобального уравнивания за глобальные параметры были приняты координаты станций и источников, за локальные — поправка ко всемирному времени, координаты небесного и земного полюса, тропосфера, рассинхронизация часов, за стохастические — только тропосфера и рассинхронизация часов.

На рис. 1 представлены координаты небесного полюса за последние пять лет, полученные после обработки в режиме односессионного уравнивания.

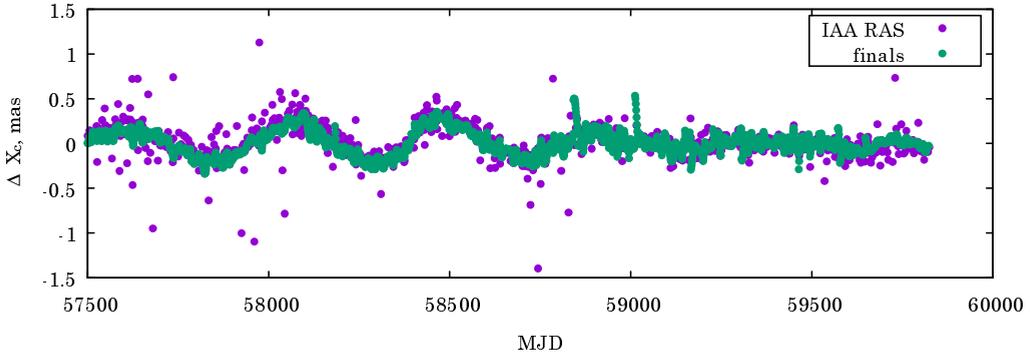


Рис. 1. Односессионное уравнивание, координата X

Также для сравнения приведен рис. 2, на котором представлены координаты небесного полюса за последние пять лет, полученные после обработки в режиме глобального уравнивания.

Значения СКО поправок к координатам небесного полюса, взятых за последние пять лет, при односессионном и глобальном уравниваниях равны  $\sim 0.1$  mas, как указано в табл. 1. Все СКО в данной статье вычисляются относительно ряда finals, предоставляемого срочной службой и прогноза Международной службы вращения земли [3].

Таблица 1. СКО для односессионных и глобальных уравниваний

| Характеристика    | Метод LSC | Метод LSC2 |
|-------------------|-----------|------------|
| СКО $CIP_x$ , mas | 0.082     | 0.106      |
| СКО $CIP_y$ , mas | 0.090     | 0.098      |

Координаты небесного полюса меняются менее интенсивно, чем координаты земного полюса. Например, за одно и то же время координата  $X$  земного полюса изменилась на 20 мс дуги, пока координата  $X$  небесного полюса менялась в пределах 0.20 мс дуги.

Было предложено применить такую же схему мультисессионного уравнивания к часовым наблюдениям, проводимым ИПА РАН; ГНСС-технологии позволяют получать более

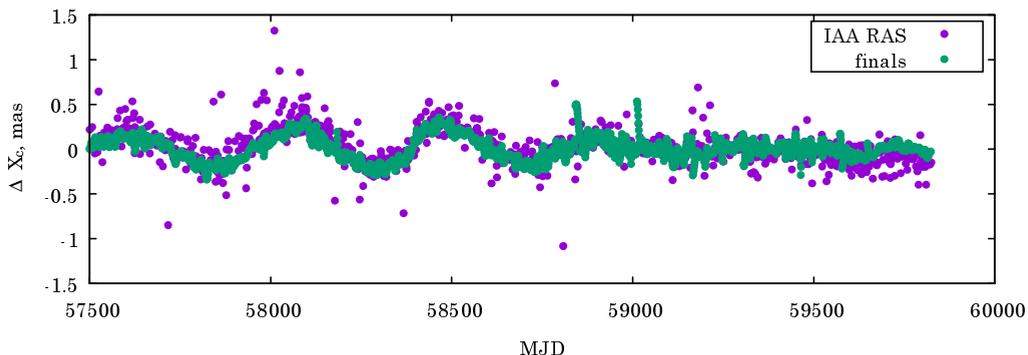


Рис. 2. Глобальное уравнивание, координата X

точные значения координат земного полюса, поэтому их можно считать уже известными. А координаты небесного полюса мы можем взять как глобальные параметры, которые не меняются за время обработки объединенных сессий. За локальные параметры были приняты поправка ко всемирному времени, тропосфера, рассинхронизация часов. Стохастические параметры отсутствуют, так как можно считать, что за часовой сеанс изменение тропосферы и рассинхронизации часов можно описать линейным приближением.

## Результаты

Следующим шагом мы объединили часовые сессии на разном интервале времени и получили значения глобальных параметров — поправки к углам нутации.

Как видно из табл. 2, с увеличением количества объединяемых сессий снижается СКО значений поправок углов нутации.

Таблица 2. СКО при обработке часовых наблюдений, объединенные на разном интервале

| Характеристика    | Сутки | Неделя | Месяц |
|-------------------|-------|--------|-------|
| СКО $CIP_x$ , mas | 0.971 | 0.600  | 0.505 |
| СКО $CIP_y$ , mas | 0.983 | 0.678  | 0.559 |

После мы решили включить всемирное время в глобальные параметры (ГП) и исключить его из локальных. В таком случае всемирное время учитывалось:

- либо как параметр, имеющий постоянную величину на определенном интервале времени – константа;
- либо как параметр, имеющий линейный тренд [4];
- либо как параметр, имеющий кубический тренд.

Если сравнивать СКО во всех трех случаях, то, как видно из табл. 3, значительных отличий между величинами СКО нет, но по сравнению с результатами без учета всемирного времени в ГП полученные значения поправок к координатам небесного полюса стали точнее.

Таблица 3. СКО при обработке часовых наблюдений, УТ используется в качестве глобального параметра

| Аппроксимация УТ | Характеристика | Значение СКО, mas |       |
|------------------|----------------|-------------------|-------|
|                  |                | Неделя            | Месяц |
| Константа        | СКО $CIP_x$    | 0.223             | 0.179 |
|                  | СКО $CIP_y$    | 0.248             | 0.211 |
| Линейный тренд   | СКО $CIP_x$    | 0.215             | 0.208 |
|                  | СКО $CIP_y$    | 0.252             | 0.215 |
| Кубический тренд | СКО $CIP_x$    | 0.211             | 0.212 |
|                  | СКО $CIP_y$    | 0.247             | 0.218 |

## Заключение

Суточные сессии содержат гораздо больше данных (порядка  $10^3$  наблюдений), чем часовые (несколько десятков наблюдений). Поэтому при отсутствии возможности проводить суточные наблюдения можно сделать упор на анализ часовых сессий.

Хотя СКО полученных значений значительно больше СКО при обработке отдельных международных суточных сессий, все же это позволяет получить свой независимый ряд ПВЗ, который в дальнейшем можно проанализировать.

В перспективе для улучшения результатов можно оптимизировать планирование наблюдений, исследовать параметризации локальных и глобальных параметров, а также уточнить модели внутрисуточных вариаций и тропосферы.

## Библиографические ссылки

- [1] *Куделькин А. А., Курдубов С. Л.* Оптимизация планирования часовых РСДБ-сессий для определения поправок всемирного времени // Тр. ИПА РАН. — 2019. — Вып. 51. — С. 73–81.
- [2] *Gubanov V. S., Kurdubov S. L.* Resonances in solid Earth tides from VLBI observations // *Astron. Let.* — 2015. — Vol. 41, № 5. — P. 232–237.
- [3] IERS Earth orientation data (<https://www.iers.org/IERS/EN/DataProducts/EarthOrientationData/eop.html>).
- [4] *Курдубов С. Л., Скурихина Е. А.* Об оценке точности высокочастотного ряда всемирного времени // Тр. ИПА РАН. — 2021. — Вып. 57. — С. 23–27.

**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРОФИЛЕЙ ЯРКОСТИ  
ВТОРИЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ  
ПРИ ПОМОЩИ МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕРАВНОМЕРНОЙ  
ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПИКСЕЛЕЙ SPITZER**

**А. А. Федотов, Р. В. Балувев**

*Санкт-Петербургский государственный университет*

Целью работы является поиск неоднородностей инфракрасного профиля яркости экзопланеты HD209458b. Построена модель шума в полосе 3.6 мкм космического телескопа Spitzer/IRAC, включающая зависимость от координат центрида яркости и красный шум в виде стационарного гауссового процесса. Параметры модели подбирались при помощи метода максимального правдоподобия в модели гауссового процесса. Получены глубина вторичного затмения  $0.126 \pm 0.004$  % и отклонение центра затмения на  $-0.54 \pm 0.62$  мин.

**INVESTIGATING INHOMOGENEITIES IN SECONDARY ECLIPSE  
BRIGHTNESS PROFILES IN THE INFRARED RANGE  
USING SPITZER'S MODEL OF INTRAPIXEL SENSITIVITY VARIATIONS**

**A. A. Fedotov, R. V. Baluev**

*Saint Petersburg State University*

A noise model in the 3.6  $\mu\text{m}$  band of the Spitzer/IRAC space telescope is constructed to search for inhomogeneities in the infrared brightness profile of the exoplanet HD209458b. It included two components: one dependent on the brightness centre coordinates and the other approximated by a stationary Gaussian process. Noise was accounted for using the maximum likelihood method in the Gaussian process model. We determined the secondary eclipse depth to be  $0.126 \pm 0.004$  % and noted an eclipse center deviation of  $-0.54 \pm 0.62$  minutes.

## Введение

Целью представленной работы является развитие методов исследования наблюдений вторичных затмений (события захода планеты за диск звезды) горячих юпитеров, сделанных при помощи космического телескопа Spitzer. Работа является развитием [1].

Исследование вторичных затмений позволяет измерить эксцентриситет орбиты планеты и температуру ее дневной стороны. Данные о затмениях также могут применяться для поиска вариаций времени, вызванных невидимыми планетами и спутниками, однако стоит отметить, что данные транзитов важнее для этой цели, так как из-за большей глубины содержат меньшие ошибки. Основным предметом поиска в работе был более тонкий эффект, а именно неоднородность профиля затмения на его начальном и конечном этапах.

Такая неоднородность может быть следствием неравномерности распределения яркости по поверхности диска или отличием формы планеты от сферической. В качестве объекта изучения были выбраны горячие юпитеры как планеты, обладающие наибольшим отношением собственной яркости к яркости родительской звезды и находящиеся с ней в приливном захвате. Приливный захват может вызывать постоянную картину распределения температуры и, следовательно, яркости на дневной стороне планеты. Кроме того, наиболее нагретая

область должна быть смещена относительно подзвездной точки, что должно усиливать неоднородность профиля вторичных затмений [2].

Подобная тема рассматривалась другими авторами [3–5], однако для данной работы была выбрана другая экзопланета и изменен метод обработки наблюдений. Также стоит упомянуть работу [6], в которой обрабатывалась часть наблюдений, использованных нами. Из нее проистекают несколько идей, лежавших в основе разработанной методики. Основные различия заключаются в том, что целью являлось не измерение основных параметров планеты, а поиск неоднородностей яркости на ее поверхности.

## Обработка наблюдений

В работе использовались те же данные, что и в предыдущей [1], но был изменен алгоритм обработки: как и ранее использовалась апертурная фотометрия, но координаты объекта определялись при помощи усреднения яркости в пределах квадрата  $8 \times 8$  пикселей в центре кадра. Каждый из 64 кадров одного файла рассматривался отдельно.

Сохранялись три столбца значений: поток излучения и координаты центра яркости. Также из рассмотрения было удалено 247 кадров (при помощи методики из работы [7]), содержащих выбросы по яркости или координатам. Выбросы определялись по результатам сравнения эмпирического распределения невязок с гауссовым. Данные из сильно отклоняющихся хвостов не использовались.

На финальном этапе производилось бинирование по 64 кадрам. Необходимость этого вызвана ограниченностью вычислительных мощностей на последующих этапах обработки данных и статистически значимых отклонений значений фона у различных кадров в одном файле. Те файлы, в которых находился хотя бы один выброс, убирались из рассмотрения.

## Моделирование

Полученная кривая блеска содержала в себе заметный коррелированный шум, учет которого стал основной сложностью для выявления неоднородностей вторичного затмения. Модель, приближающая полученные данные, состояла из двух основных компонентов: описывающих поток излучения от системы и шумовую составляющую.

Сигнал от объекта был описан простой моделью, содержащей два свободных параметра — отношение яркости планеты к яркости звезды и смещение по времени центра вторичного затмения относительно предполагаемого по орбитальным параметрам. Остальные характеристики были взяты из статьи [8]. Модель захода планеты за диск звезды использует приближение равномерно яркого диска (простейшая модель из статьи [9]).

Моделирование шума включает в себя три основные части: моделирование долгопериодического красного шума полиномами третьей степени, моделирование короткопериодического красного и белого шума при помощи корреляций в ряде наблюдений и моделирование шума, вызванного смещением центра источника по матрице приемника. Остановимся на последней части подробнее. Согласно статье [6] в выбранном диапазоне основная составляющая шума является следствием неоднородности чувствительности пикселей. В проделанной работе основным приближением является предположение, что все пиксели имеют одинаковую структуру (карту чувствительности), что позволяет описывать чувствительность матрицы как двумерную периодическую функцию с единичным периодом. Эта функция была приближена двумерными рядами Фурье. Таким образом, шум вызванный неоднородностью

чувствительности пикселей, можно описать формулой

$$\begin{aligned} \mu(x, y) = & a_1 \cos(2\pi x) + b_1 \sin(2\pi x) + a_2 \cos(2\pi y) + b_2 \sin(2\pi y) + \\ & a_3 \cos(2\pi(x + y)) + b_3 \sin(2\pi(x + y)) + \\ & a_4 \cos(2\pi(x - y)) + b_4 \sin(2\pi(x - y)) + c. \end{aligned} \quad (1)$$

Однако при использовании на практике выявлена корреляция коэффициентов, что привело к вырождению модели. Причиной были малые изменения  $x$  и  $y$  в пределах одного затмения (среднеквадратическое отклонение около 0.04 пикселя). Для преодоления этого была проведена аппроксимация квадратичной точности по  $\Delta x$  и  $\Delta y$  ( $x = x_0 + \Delta x$ ,  $y = y_0 + \Delta y$ ) базиса функций из (1). Таким образом, модель приобрела вид

$$\begin{aligned} \mu(x, y) = & a_1 \sin(2\pi\Delta x) + a_2 2 \sin^2(\pi\Delta x) + b_1 \sin(2\pi\Delta y) + b_2 2 \sin^2(\pi\Delta y) + \\ & d 2 \sin(2\pi\Delta x) \sin(2\pi\Delta y) + c. \end{aligned} \quad (2)$$

Так удалось сократить количество коэффициентов в базисе, отвечающих за неоднородность чувствительности пикселей с 8 до 5, что позволило избежать вырождения.

Красный шум в модели представлялся двумя частями: долгопериодическим шумом в виде полинома третьей степени и короткопериодическим в виде корреляции кадров по времени.

Подбор коэффициентов проводился методом максимального правдоподобия с приближением коррелированного шума как стационарного гауссова процесса (ГП-метод). В качестве функции правдоподобия использовался логарифм плотности вероятности  $N$ -мерного гауссового распределения (где  $N$  — число точек в ряду наблюдений) с математическим ожиданием, соответствующим поточечному значению модели в точке, соответствующей ряду наблюдений. В качестве дисперсии используется корреляционная матрица, заполняемая значениями корреляционной функции. В качестве корреляционной функции —

$$k(\Delta t_{ij} | \boldsymbol{\eta}) = \sigma_0^2 \delta_{ij} + \sigma_1^2 \exp\left(-\frac{\Delta t_{ij}^2}{2\tau^2}\right), \boldsymbol{\eta} = \{\sigma_0, \sigma_1, \tau\}. \quad (3)$$

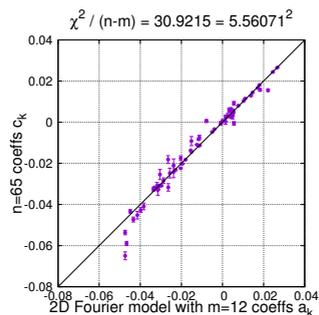
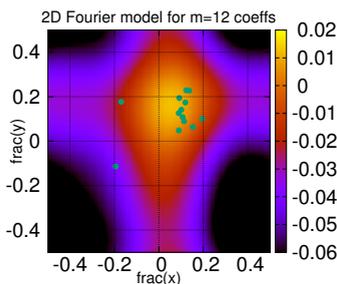
## Результаты

В результате получены следующие параметры затмения: глубина  $0.126 \pm 0.004$  % и отклонение центра  $-0.54 \pm 0.62$  мин. Они согласуются с полученными ранее: глубина  $0.094 \pm 0.013$  % и отклонение центра  $3.1 \pm 3.4$  мин [1], а также с результатами других авторов [6].

В отличие от использованного в предыдущей работе применение нового метода, учитывающего зависимость изменения яркости из-за смещения координат по времени, позволило повысить точность получаемых данных. Смещение центра вторичного затмения может быть вызвано как неоднородностью распределения яркости по поверхности планеты (смещение составляет  $-0.050 \pm 0.057$  радиуса планеты), так и отливом орбиты от круговой (соответствует  $e \cos \omega = (-1.7 \pm 1.9) \cdot 10^{-4}$ ). Однако статистически значимых отклонений от модели равномерно яркого диска на начальном и конечном этапах затмения обнаружить не удалось.

Совместное сведение и анализ коэффициентов шумовой модели для всех затмений позволило построить общую модель систематической ошибки от координат центра яркости как двумерный ряд Фурье (см. рисунок).

Важно обратить внимание, что, несмотря на значительное увеличение точности результатов, в данных остается значительный красный шум, который приходится учитывать для наилучшего соответствия модели наблюдениям. Его период составляет порядка нескольких минут.



Слева — систематическая ошибка в долях общего потока в зависимости от координат центра яркости; справа — соотношение коэффициентов 2D Фурье-модели и ГП-модели

На данном этапе работы не обнаружено статистически значимых отклонений от модели равномерно яркого диска (так как смещение центра затмения согласуется с нулем). По текущим результатам готовится публикация. В дальнейшем планируется единообразная обработка большого массива наблюдений сразу многих экзопланет.

## Библиографические ссылки

- [1] Федотов А. А., Балувев Р. В. Поиск неоднородностей профилей яркости вторичных затмений в инфракрасном диапазоне при помощи моделирования корреляционного шума КА Spitzer // Физика космоса : тр. 50-й Международ. студ. науч. конф. (Екатеринбург, 30 янв.—3 февр. 2023 г.). — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2023. — С. 486. <https://elar.urfu.ru/handle/10995/124837>.
- [2] Showman A. P., Guillot T. Atmospheric circulation and tides of “51 Pegasus b-like” planets // Astron. Astrophys. — 2002. — Vol. 385. — P. 166—180. [astro-ph/0202236](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0202236).
- [3] Knutson H. A., Charbonneau D., Allen L. E. et al. A map of the day-night contrast of the extrasolar planet HD 189733b // Nature. — 2007. — Vol. 447, № 7141. — P. 183—186. 0705.0993.
- [4] Majeau C., Agol E., Cowan N. B. A Two-dimensional Infrared Map of the Extrasolar Planet HD 189733b // Astrophys. J. Lett. — 2012. — Vol. 747, № 2. — P. L20. 1202.1883.
- [5] de Wit J., Gillon M., Demory B. O., Seager S. Towards consistent mapping of distant worlds: secondary-eclipse scanning of the exoplanet HD 189733b // Astron. Astrophys. — 2012. — Vol. 548. — P. A128. 1202.3829.
- [6] Evans T. M., Aigrain S., Gibson N. et al. A uniform analysis of HD 209458b Spitzer/IRAC light curves with Gaussian process models // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2015. — Vol. 451, № 1. — P. 680—694. 1504.05942.
- [7] Baluev R. V., Sokov E. N., Shaidulin V. Sh. et al. Benchmarking the power of amateur observatories for TTV exoplanets detection // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2015. — Vol. 450, № 3. — P. 3101—3113. 1501.06748.
- [8] Bonomo A. S., Desidera S., Benatti S. et al. The GAPS Programme with HARPS-N at TNG . XIV. Investigating giant planet migration history via improved eccentricity and mass determination for 231 transiting planets // Astron. Astrophys. — 2017. — Vol. 602. — P. A107. 1704.00373.
- [9] Baluev R. V., Shaidulin V. Sh. Analytic models of the Rossiter-McLaughlin effect for arbitrary eclipser/star size ratios and arbitrary multiline stellar spectra // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2015. — Vol. 454, № 4. — P. 4379—4399. 1506.01874.

## НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ С ОСТАТОЧНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С. А. Хайбрахманов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет,*

<sup>2</sup>*Челябинский государственный университет*

В работе рассматривается влияние омического и амбиполярного нагрева на тепловую структуру и спектральные распределения энергии протопланетных дисков с остаточным магнитным полем. Структура диска рассчитывается с помощью авторской магнитогидродинамической (МГД) модели аккреционных дисков. Показывается, что вблизи границ областей низкой степени ионизации («мертвых зон») омический и амбиполярный нагрев приводят к повышению температуры газа на 10–100 К. Это обуславливает повышение потока излучения диска в среднем инфракрасном диапазоне. Следовательно, анализ спектральных распределений энергии аккреционных и протопланетных дисков является перспективным инструментом для исследования МГД-процессов в дисках.

## OBSERVATIONAL APPEARANCE OF THE PROTOPLANETARY DISKS WITH FOSSIL MAGNETIC FIELD

S. A. Khaibrakhmanov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Saint-Petersburg State University,* <sup>2</sup>*Chelyabinsk State University*

We study the influence of Ohmic and ambipolar heating on the thermal structure and spectral energy distributions of protoplanetary disks with fossil magnetic field. The structure of the disk is calculated using the author's magnetohydrodynamic (MHD) model of accretion disks, based on the model of Shakura and Sunyaev. It is shown that near the boundaries of the regions of low ionization fraction and effective diffusion of the magnetic field (dead zones), Ohmic and ambipolar heating lead to an increase in gas temperature by 10–100 K. This causes an increase in the radiation flux of the disk in the mid-infrared range. Therefore, analysis of spectral energy distributions of accretion and protoplanetary disks is a promising tool for studying MHD processes in disks.

## Введение

Согласно наблюдательным данным молодые звезды типа Т Тельца и Ae/Be звезды Хербига окружены аккреционными газопылевыми дисками с характерными радиусами 100–1 000 а. е. В процессе эволюции диска в течение 1–10 млн лет темп аккреции на звезду уменьшается от  $10^{-7}$  до  $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$  и диск рассеивается. Одновременно с этим протекают процессы образования планет, т. е. аккреционные диски эволюционируют в протопланетные.

Анализ наблюдательных данных о зеемановском уширении линий металлов в атмосферах молодых звезд, об остаточной намагниченности метеоритов в солнечной системе и зеемановского расщепления молекулярных линий CN, а также о данных об истечении из молодых звездных объектов позволяет сделать вывод о том, что в аккреционных и

протопланетных дисках присутствует магнитное поле [1]. Природа этого магнитного поля естественным образом объясняется в рамках теории остаточного магнитного поля [2]. Согласно этой теории в процессе звездообразования магнитный поток родительского молекулярного облака частично сохраняется и звезды с аккреционными дисками рождаются с остаточным крупномасштабным магнитным полем.

Магнитное поле играет большую роль в эволюции аккреционных и протопланетных дисков: от него зависят эффективность переноса углового момента и аккреции, а также свойства истечений. Магнитное поле может влиять на тепловую структуру дисков [3], а также на их толщину и скорость вращения [4]. Наблюдаемые проявления магнитных полей в дисках до сих пор мало изучены. Например, Дудоров и др. [5] показали, что образование и всплытие магнитных силовых трубок во внутренних областях эффективной генерации магнитного поля может обуславливать инфракрасную (ИК) переменность молодых звездных объектов.

Одним из основных способов исследования структуры аккреционных и протопланетных дисков является анализ их спектральных распределений энергии. С помощью анализа спектров определяются массы и размеры дисков [6], наличие и свойства морфологических особенностей в дисках [7], а также их вертикальная структура. В настоящей работе исследуется вопрос о том, как на спектральное распределение энергии дисков влияет повышение температуры газа за счет омического и амбиполярного нагрева.

## Модель

### Диск

В рамках теории остаточного магнитного поля Дудоров и Хайбрахманов разработали МГД-модель аккреционных дисков с остаточным крупномасштабным магнитным полем [8]. В качестве базовой использована модель Шакуры и Сюняева [9], в которой полагается, что основным механизмом перераспределения углового момента является турбулентность в диске. В дополнение к базовой модели решается уравнение индукции с учетом омической и амбиполярной диффузии, магнитной плавучести [10] и эффекта Холла [11]. Степень ионизации определяется с учетом тепловой ионизации, ударной ионизации космическими и рентгеновскими лучами, а также радиоактивными элементами. Учитываются лучистые рекомбинации и рекомбинации на пылинках. Температура диска определяется из решения уравнения переноса тепла в диффузионном приближении с учетом вязкого нагрева, нагрева за счет поглощения излучения звезды и космических лучей, а также нагрева диссипативными МГД-эффектами [3].

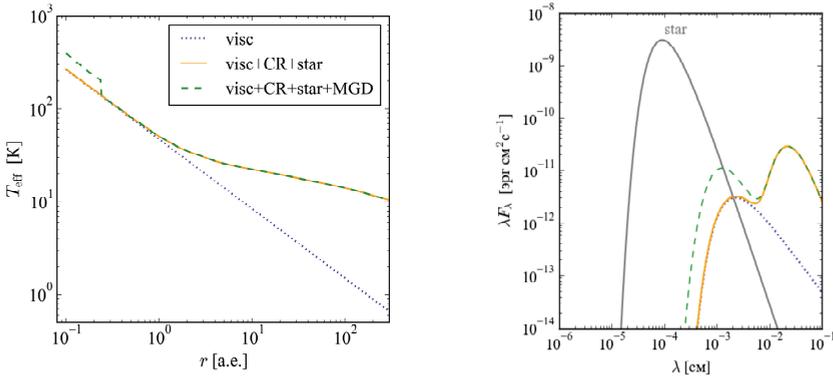
### Спектральное распределение энергии

Для расчета спектрального распределения энергии звезды с диском воспользуемся классическим подходом Берту и др. [12]. Полагается, что звезда и диск излучают как абсолютное черное тело. Последнее предположение проверяется *a posteriori* при расчете оптической толщины диска по отношению к собственному излучению. Звезда характеризуется радиусом  $R_*$  и светимостью  $L_*$ . Поток излучения диска рассчитывается для области от  $r_{\text{in}}$  до  $r_{\text{out}}$  при заданных расстоянии до звезды  $d$ , угле наклона диска по отношению к картинной плоскости  $i$  и радиальном профиле эффективной температуры диска  $T_{\text{eff}}(r)$ .

## Пример расчета спектра

Расчеты показывают, что нагрев диссипативными МГД-эффектами проявляется вблизи границ низкой степени ионизации и эффективной диффузии магнитного поля (так называемых «мертвых зон») при низких значениях параметра турбулентности,  $\alpha < 0.001$ , и темпа аккреции,  $\dot{M} < 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ .

На рисунке показаны результаты расчетов температуры диска (слева) и соответствующих спектральных распределений энергии (справа) при  $\alpha = 10^{-4}$ ,  $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$  для звезды массой  $1 M_{\odot}$ , радиусом  $2 R_{\odot}$ , светимостью  $1 L_{\odot}$ , находящейся на расстоянии 140 пк от Земли. Рассмотрен случай, когда диск расположен в картинной плоскости «плашмя». При выбранных параметрах внутренняя граница диска находится на расстоянии  $r_{\text{in}} = 0.1$  а. е. от звезды, его внешний радиус  $r_{\text{out}}$  составляет 350 а. е.



Слева — радиальные профили эффективной температуры диска, рассчитанные с учетом только вязкого нагрева (линия «visc»), нагрева с учетом поглощения излучения звезды и космических лучей («visc+CR+star»), дополнительного нагрева диссипативными МГД-эффектами («visc+CR+star+MGD»). Справа — соответствующие спектральные распределения энергии звезды (сплошная серая линия) и диска

Рисунок показывает, что основным источником нагрева во внутренней области,  $r < 2$  а. е., является диссипация турбулентности. Во внешней части диска,  $r > 2$  а. е., температура газа определяется поглощением излучения звезды и космических лучей. Омический нагрев приводит к тому, что в области  $r < 0.2$  а. е. температура газа повышается приблизительно на 100 К.

Сравнение спектральных распределений энергии, рассчитанных с учетом различных источников нагрева в диске, показывает, что в случае чисто вязкого нагрева максимум излучения диска приходится на длину волны  $(2 - 3) \times 10^{-3}$  см. Нагрев внешних областей диска излучением звезды и космическими лучами приводит к тому, что в спектре появляется дополнительный ИК-избыток с максимумом вблизи  $\lambda \approx (2 - 3) \times 10^{-2}$  см. Повышение температуры вблизи внутренней границы диска,  $r < 0.2$  а. е., обусловленное диссипативными МГД-эффектами, приводит к увеличению потока диска примерно на порядок в области средних ИК,  $\lambda \approx 10^{-3}$  см.

## Заключение

В настоящей работе исследовано влияние диссипативных МГД-эффектов (омического и амбиполярного нагрева) на тепловую структуру и спектральное распределение энергии

молодых звезд с протопланетными дисками. Расчеты показывают: диссипативные МГД-эффекты вносят вклад в тепловую структуру диска вблизи внутренней границы мертвой зоны в случае дисков с низкими скоростями аккреции. Это приводит к повышению температуры газа на  $\sim 100$  К в области  $r \lesssim 0.2$  а. е. Как следствие, повышается поток излучения в среднем ИК-диапазоне. Это означает, что анализ наблюдаемых спектральных распределений энергии молодых звездных объектов является перспективным инструментом для исследования магнитной газодинамики аккреционных и протопланетных дисков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (проект 23-1-3-57-1). Автор благодарит рецензента за полезные комментарии.

## Библиографические ссылки

- [1] *Khaibrakhmanov S. A.* Magnetic fields of protoplanetary disks // under review in A&ATr. — 2024.
- [2] *Хайбрахманов С. А.* Космическое магнитное поле // Физика космоса : тр. 48-й Международ. студ. науч. конф. (Екатеринбург, 29 янв.—1 февр. 2019 г.). — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2019. — С. 92.
- [3] *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E.* Influence of Ohmic and ambipolar heating on thermal structure of accretion discs // Magnetohydrodynamics. — 2018. — № 1/2. — P. 65–72. 1812.10634.
- [4] *Хайбрахманов С. А., Дудоров А. Е.* Динамика замагниченных аккреционных дисков молодых звезд // Астрон. журн. — 2022. — Т. 99, № 10. — С. 832–846.
- [5] *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A., Sobolev A. M.* Dynamics of magnetic flux tubes in accretion discs of T Tauri stars // MNRAS. — 2019. — Vol. 487, № 4. — P. 5388–5404. 1906.05133.
- [6] *Andrews S. M., Williams J. P.* Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga: The Submillimeter Perspective // Apj. — 2005. — Vol. 631, № 2. — P. 1134–1160. astro-ph/0506187.
- [7] *Roccatagliata V., Sicilia-Aguilar A., Kim M. et al.* Protoplanetary and debris disks in the  $\eta$  Chamaeleontis Association: A sub-millimeter survey obtained with APEX/LABOCA // arXiv e-prints. — 2023. — P. arXiv:2310.02795. 2310.02795.
- [8] *Дудоров А. Е., Хайбрахманов С. А.* Кинематическая МГД модель аккреционных дисков молодых звезд. Аналитическое решение // Вестн. Челяб. гос. ун-та. Физика. — 2013. — № 9 (300). — С. 27–39.
- [9] *Шакура Н. И.* Дискосая модель аккреции газа на релятивистскую звезду в тесной двойной системе. // Астрон. журн. — 1972. — Т. 49. — С. 921.
- [10] *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E.* Magnetic field buoyancy in accretion disks of young stars // PEPAN Letters. — 2017. — Vol. 14, № 6. — P. 882–885.
- [11] *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E., Parfenov S. Y., Sobolev A. M.* Large-scale magnetic field in the accretion discs of young stars: the influence of magnetic diffusion, buoyancy and Hall effect // MNRAS. — 2017. — Vol. 464. — P. 586–598. 1609.03969.
- [12] *Bertout C., Basri G., Bowler J.* Accretion Disks around T Tauri Stars // ApJ. — 1988. — Vol. 330. — P. 350.

## ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ ТЕЛЕСКОПА RoboPhot КАО УрФУ

**Н. А. Чазов, Д. Д. Терешин**  
*Уральский федеральный университет*

Представлены первые результаты работы телескопа RoboPhot Коуровской астрономической обсерватории (КАО) УрФУ. RoboPhot — уникальный для России инструмент, единственный оснащенный трехканальным ПЗС-фотометром, позволяющим проводить наблюдения одновременно в трех фотометрических фильтрах. В работе приведены результаты тестовых наблюдений транзитов экзопланет и переменных звезд. Сделана оценка качества фотометрии.

## FIRST RESULTS OF THE ROBOPHOT KAO URFU TELESCOPE

**N. A. Chazov, D. D. Tereshin**  
*Ural Federal University*

The first results of the RoboPhot telescope of the Kourovskaya Astronomical Observatory (KAO) of UrFU are presented. RoboPhot — a unique instrument for Russia, the only one equipped with a three-channel CCD photometer that allows you to conduct observations simultaneously in three photometric filters. The paper presents the results of test observations of transits of exoplanets and variable stars. The photometry quality was evaluated.

## Введение

Роботизированный телескоп RoboPhot установлен в КАО в 2016 г. [1]. Он оснащен уникальным трехканальным фотометром, способным одновременно наблюдать сразу в трех спектральных полосах фотометрической системы SDSS —  $g$ ,  $r$  и  $i$ , что позволяет получать информацию об объекте со всей видимой части спектра. Фотометр не имеет подвижных элементов, что повышает его надежность. Разделение несфокусированного пучка света происходит благодаря трем полупрозрачным дихроичным зеркалам.

По сравнению с результатами, представленными в рамках прошлой конференции, была проведена большая работа над телескопом: переписан алгоритм автоматической фокусировки, переписана логика управления камерами, написана база данных снимков и заданий, написана программа предобработки изображений, реализован алгоритм автоматизации телескопа, установлен трехканальный фотометр вместо камеры Apogee Alta U6, которая стояла в фокусе телескопа до этого. Подробный рассказ об этих изменениях представлен в рамках этой конференции в докладе Терешина и др.

Основной задачей телескопа RoboPhot являются наблюдения транзитов экзопланет в рамках наземной поддержки космической обсерватории TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite). Кроме исследований экзопланет телескоп позволяет проводить наблюдения переменных звезд и астероидов.

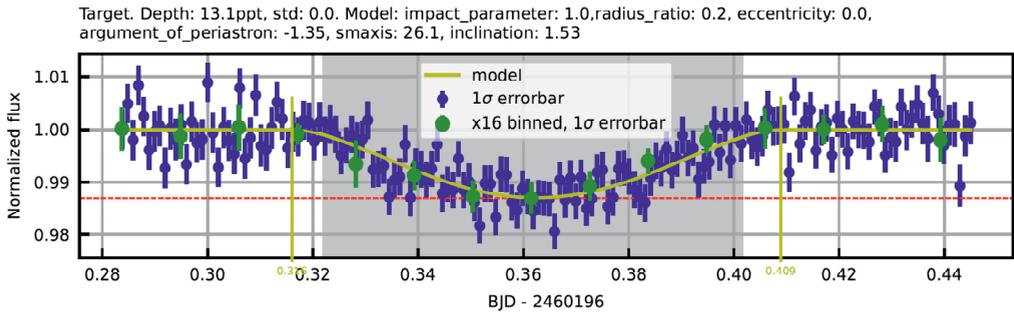
В работе представлены результаты первых наблюдений телескопа RoboPhot, в частности, три кандидата в экзопланеты TIC424112727.01, TIC357872559.01 и TIC233047097.01, два наблюдения затменно-переменной звезды GSC2314-0530 и три наблюдения системы GPX-TF16E-48. До 05.09.2023 наблюдения велись на камеру Apogee Alta U6 в фильтре  $V$ ,

после чего на телескоп был установлен трехканальный фотометр. Одна из камер фотометра неисправна, поэтому в данный момент на фотометре установлено только две камеры FLI ML4240 MB, работающие в полосах  $g$  и  $i$ .

Проведена оценка соответствия фотометрической системы телескопа системе SDSS путем наблюдения звезд рассеянного звездного скопления M37 и сравнения наблюдаемых звездных величин со звездными величинами каталога [2]. Для иллюстрации результатов мы приведем только одно наблюдение.

## Наблюдения кандидата в экзопланеты TIC233047097.01

Объект TIC233047097.01 — кандидат в экзопланеты из каталога TESS с периодом 11.3 сут. и звездной величиной 13.6 в фильтре V.



Кривая блеска объекта TIC233047097.01 в фильтре  $g$ . По оси абсцисс отложен поток от звезды, нормализованный на поток вне транзита, по оси ординат — время как барицентрическая юлианская дата

Наблюдения выполнялись 08.09.2023 и охватывают один предположительный транзит (см. рисунок). Выбор объекта обусловлен доступной звездной величиной, малой продолжительностью транзита и большой глубиной транзита. Кривая блеска показывает V-образный транзит. СКО составляет  $0.003^m$  для фильтра  $i$  и  $0.002^m$  для фильтра  $g$ . При помощи пакета PyTransit и данных проекта TESS мы построили модели этого транзита, одна из которых нанесена на том же рисунке. Глубина транзита считается по точкам, которые отстоят от центра транзита не более чем на двадцатую долю его продолжительности. Синие точки — наблюдательные данные. На график нанесена серая зона, которая отражает предполагаемую продолжительность транзита согласно каталогу TESS. Желто-зеленой кривой изображена модель транзита, параметры которой указаны на рисунке. Желто-зеленые вертикальные линии указывают точное модельное время начала и конца транзита. Зеленые точки усредняют 16 наблюдательных точек. Красной пунктирной линией показана расчетная глубина транзита.

## Заключение

Представлены результаты первых наблюдений телескопа RoboPhot КАО УрФУ. Были получены кривые блеска систем TIC424112727.01, TIC357872559.01, TIC233047097.01, GSC2314-0530 и GPX-TF16E-48. Средний разброс точек составляет  $0.002$ – $0.003^m$ . Выполнена проверка соответствия оптической системы системе SDSS. Телескоп показал отличные результаты качества фотометрии и хорошо подходит для фотометрических исследований экзопланет и переменных звезд.

## Библиографические ссылки

- [1] *Potoskuev A. E., Busarev V. V., Krushinskii V. V. et al.* Multicolor Photometry of Small Bodies of the Solar System: Performance Potential at the Robophot Telescope // *Solar System Research*. — 2020. — Vol. 54, № 5. — P. 449—454.
- [2] *Hartman J. D., Gaudi B. S., Holman M. J. et al.* Deep MMT Transit Survey of the Open Cluster M37. I. Observations and Cluster Parameters // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 675, № 2. — P. 1233—1253. 0709.3063.

## ИССЛЕДОВАНИЕ АЗИМУТАЛЬНО УСРЕДНЕННЫХ ПРОФИЛЕЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ СПИРАЛЬНЫХ РУКАВОВ ПРИ ПОМОЩИ ДЕКОМПОЗИЦИИ

И. В. Чугунов<sup>1</sup>, А. А. Марчук<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет

Исследован вклад спиральных рукавов в азимутально усредненные профили поверхностной яркости галактик по результатам декомпозиции 29 галактик в инфракрасном диапазоне. Показано, что вклад спиральных рукавов в поверхностную яркость распределен сильно неравномерно, в среднем достигая наибольшего значения на радиусе около 1.5 экспоненциального масштаба диска. Получены характерные значения высоты «горба» на азимутально усредненном профиле, обусловленного наличием спиральных рукавов. Полученные результаты могут применяться для грубой оценки вклада осесимметричных составляющих галактики, что важно, например, для оценки параметров диска по азимутально усредненному профилю поверхностной яркости или для анализа спектрального распределения яркости в галактике.

## EXAMINATION OF AZIMUTHALLY-AVERAGED SURFACE BRIGHTNESS PROFILES OF THE SPIRAL ARMS USING DECOMPOSITION

I. V. Chugunov<sup>1</sup>, A. A. Marchuk<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo,

<sup>2</sup> Saint Petersburg State University

We analyze the contribution of spiral arms to the azimuthally-averaged surface brightness profiles of galaxies' using results of the decomposition of 29 galaxies in the infrared. We show that spiral arms contribution to the galaxy luminosity varies strongly with the galactocentric distance. We obtain the characteristic values of the “bump” height on the galaxy's azimuthally-averaged profile which is caused by the spiral arms. Our results can be applied for the rough estimates of axisymmetric components' share in galaxy's light, which is important for determination of disk parameters based on azimuthally-averaged profiles, or for analysis of the spectral energy distribution in galaxy.

## Введение

Спиральные рукава встречаются в дисках большинства дисковых галактик [1], выделяются повышенной яркостью, активностью звездообразования и часто вносят значительный вклад в светимость. Один из методов, который потенциально может прояснить многие нерешенные вопросы, связанные с происхождением и эволюцией спиральной структуры, это декомпозиция. Декомпозицией называют выделение отдельных подсистем в галактике и моделирование распределения яркости в них аналитическими функциями, при этом сумма компонент должна иметь наименьшее возможное отличие от реальной галактики. Однако сами спиральные рукава очень редко моделируются при двумерной декомпозиции из-за их внешнего разнообразия, сложности функции распределения яркости в них и, следовательно, отсутствия устоявшихся моделей такого распределения.

Для проведения декомпозиции с учетом спиральной структуры необходимо разработать модель спиральных рукавов и провести декомпозицию с ее использованием для определенной выборки галактик. Такой подход позволяет получить свойства самих спиральных рукавов, выводимые из параметров их моделей. Одно из преимуществ данного метода состоит в том, что при подборе модели в ходе декомпозиции распределение поверхностной яркости внутри спирального рукава учитывается целиком. Получаемые в результате декомпозиции параметры позволяют извлечь большое количество разнообразной информации о спиральных рукавах, включая угол закрутки, ширину, асимметрию, вклад в полную светимость галактики для каждого отдельного рукава, и многие другие параметры. В данной работе будет рассмотрен только вклад спиральной структуры в азимутально усредненный профиль поверхностной яркости галактики.

## Описание методики

Для анализа, проведенного в данной работе, использовались модели, представленные в [2], полученные при декомпозиции 29 галактик из инфракрасного обзора  $S^4G$  [3], в полосе 3.6 мкм. Выборка составлена из галактик с небольшими углами наклона диска к картинной плоскости ( $i < 40^\circ$ ) и наиболее упорядоченным и выраженным спиральным узором.

Каждый отдельный спиральный рукав моделировался функцией, определяемой 21 параметром. При помощи параметров можно задавать разную форму рукава в целом, распределение яркости вдоль и поперек него. В использованной модели угол закрутки непостоянен и зависит от азимутального угла на спирали как полином третьей степени. Распределение яркости вдоль рукава на большей его части описывается экспоненциальным убыванием с расстоянием, при этом в начале рукава происходит рост яркости от нуля до максимума, а в конце — убывание до нуля на участке конечных размеров. Распределение яркости поперек рукава моделируется асимметричной функцией Серсика [4]. Также предусмотрена возможность увеличения ширины рукава с расстоянием. Таким образом, модель оказывается достаточно гибкой и хорошо воспроизводит наблюдаемые спиральные рукава. Декомпозиция проводилась при помощи модифицированной версии пакета программ `IMFIT` [5], доступной по адресу [https://github.com/IVChugunov/IMFIT\\_spirals](https://github.com/IVChugunov/IMFIT_spirals).

Для каждой из полученных моделей построен азимутально усредненный профиль поверхностной яркости, в котором может быть выделен вклад каждой отдельной составляющей. Также получено отношение яркости спиральных рукавов к яркости всей галактики в азимутально усредненном профиле, которое является функцией радиуса (рис. 1).

## Результаты

На рис. 1 можно заметить, что вклад спиральных рукавов в азимутально усредненный профиль всей галактики достигает максимума на некотором расстоянии от центра и понижается практически до нуля вблизи центра и на периферии. Далее  $r_{\text{peak}}$  будем обозначать радиус, на котором достигается максимум вклада, как в правой части рис. 1. Хотя распределение вклада в разных галактиках выглядит по-разному, описанная особенность встречается практически у всех галактик выборки. Исключением является только NGC 2460, у которой яркость диска на периферии убывает быстрее, чем яркость рукавов, так что у нее вклад спиральных рукавов только возрастает с радиусом. Для большинства галактик резкое окончание спиральных рукавов, по-видимому, вызвано падением плотности газа ниже необходимого для поддержки звездообразования на определенном расстоянии от центра [6]. Указанную же особенность NGC 2460 можно связать с приливным воздействием находящейся поблизости IC 2209, из-за чего, вероятно, образуются протяженные прилив-

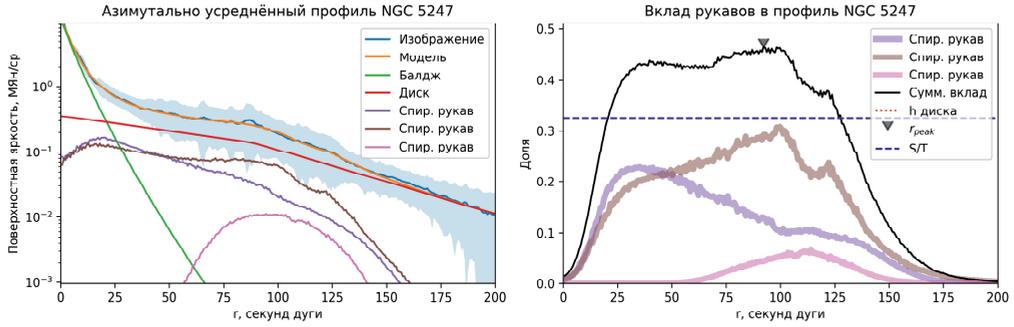


Рис. 1. Слева — азимутально усредненный профиль NGC 5247 с выделенным вкладом отдельных компонент. Справа — вклад спиральных рукавов в тот же профиль в зависимости от радиуса по отдельности и в сумме.  $S/T$  обозначает вклад спиральных рукавов в полную светимость NGC 5247

ные спирали. Чаще всего  $r_{\text{peak}}$  составляет около 1.5 экспоненциального масштаба диска  $h$  от центра; распределение величины  $r_{\text{peak}}/h$  показано на рис. 2.

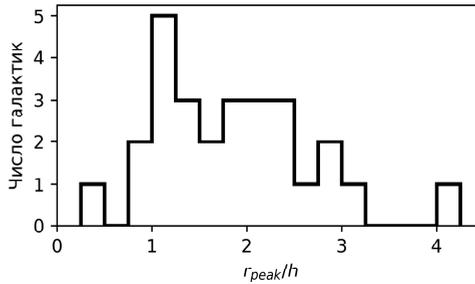


Рис. 2. Распределение величины  $r_{\text{peak}}/h$  для галактик выборки

На рис. 1 также видно, что наличие спиральных рукавов и неравномерность их вклада по радиусу приводит к возникновению протяженного «горба» на азимутально усредненном профиле. В этом примере горб хорошо заметен в области  $r < 125''$  и исчезает вблизи  $r = 150''$ . Количественно высоту «горба» можно выразить как превышение азимутально усредненной яркости всей галактики  $T_{\text{az}}(r)$  над яркостью отдельно взятого диска  $D_{\text{az}}(r)$  на том радиусе, где относительный вклад спиральных рукавов максимален ( $r_{\text{peak}}$ ). Тогда высоту горба можно выражать в звездных величинах. Обозначим ее как  $T/D_{\text{az}}(r_{\text{peak}})$ .

На рис. 3 показана зависимость высоты «горба» от вклада спиральных рукавов в полную светимость. Для большинства галактик наблюдается четкая линейная зависимость между этими величинами, для которой был найден коэффициент 2.87. Высота «горба» на профиле для большинства галактик составляет от 0.3 до 0.8 звездных величин, хотя в некоторых случаях превышает 1.3 звездной величины. При этом использование найденной зависимости позволяет оценивать величину вклада спиральных рукавов в светимость галактики без проведения декомпозиции.

## Высота «горба» и вклад спиральных рукавов

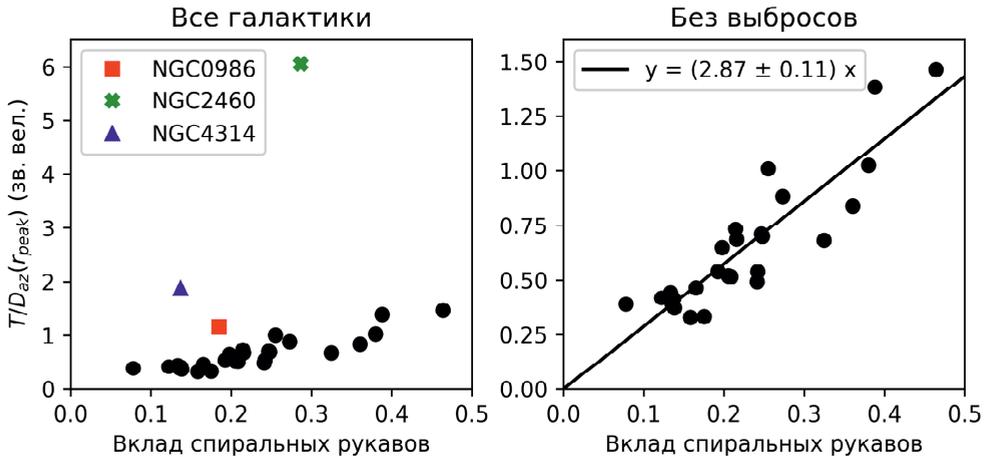


Рис. 3. Зависимость высоты «горба» на азимутально усредненном профиле от вклада спиральных рукавов в полную светимость

## Выводы и заключение

Полученные результаты показывают, что декомпозиция может успешно применяться для измерения параметров спиральных рукавов. В частности, найдена зависимость высоты «горба» на азимутально усредненном профиле от вклада спиральных рукавов. Она может применяться для грубой оценки вклада осесимметричных составляющих галактики в светимость, что важно, например, для оценки параметров диска по азимутально усредненному профилю поверхностной яркости.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 22-22-00483.

## Библиографические ссылки

- [1] *Díaz-García S., Salo H., Knapen J. H., Herrera-Endoqui M.* The shapes of spiral arms in the S<sup>4</sup>G survey and their connection with stellar bars // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 631. — P. A94. 1908.04246.
- [2] *Чугунов И. В.* Декомпозиция галактик с учетом спирального узора как отдельного компонента // *Физика космоса : тр. 50-й междунар. студ. науч. конф. (Екатеринбург, 30 янв.—3 февр. 2023 г.)*. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2023. — С. 298.
- [3] *Sheth K., Regan M., Hinz J. L. et al.* The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S4G) // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 2010. — Vol. 122, № 898. — P. 1397. 1010.1592.
- [4] *Sersic J. L.* *Atlas de Galaxias Australes.* — 1968.
- [5] *Erwin P.* IMFIT: A Fast, Flexible New Program for Astronomical Image Fitting // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 799, № 2. — P. 226. 1408.1097.
- [6] *Kregel M., van der Kruit P. C.* Radial truncations in stellar discs in galaxies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2004. — Vol. 355, № 1. — P. 143–146. astro-ph/0408125.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВРАЩЕНИЙ ПОЗИЦИОННОГО УГЛА ПОЛЯРИЗАЦИИ БЛАЗАРА OJ 287

**Е. В. Шишкина, Д. А. Морозова**  
*Санкт-Петербургский государственный университет*

Квезары могут демонстрировать быстрые изменения во времени позиционного угла плоскости поляризации (ЕVPA). Периоды, в которые угол показывает плавные повороты в одном направлении, принято называть вращениями. Детальное исследование вращений ЕVPA позволяет получить информацию о тонкой структуре джетов блазаров и структуре их магнитных полей. Мы используем новый метод выделения таких событий для анализа длительных поляриметрических наблюдений блазара OJ 287. Найдены характеристики 81 статистически значимого вращения ЕVPA, а также обнаружено доминирующее направление вращения.

## ELECTRIC VECTOR POSITIONAL ANGLE ROTATIONS IN POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF BLAZAR OJ 287

**E. V. Shishkina, D. A. Morozova**  
*Saint Petersburg State University*

Quasars sometimes can show rapid variability of the electric vector positional angle (EVPA) of polarization. Periods when the angle changes in an ordered way are called rotations. A detailed study of EVPA rotations provides information about the structure of blazars jets and their magnetic fields. We use a new method for selecting such events to analyze long-term polarimetric observations of the blazar OJ 287. We have found the characteristics of 81 statistically significant EVPA rotations and found out that the rotations of EVPAs in OJ 287 have a dominant direction.

## Введение

Блазары — это класс активных ядер галактик (АЯГ) с релятивистскими джетами, ориентированными под малыми углами к лучу зрения. Эти объекты демонстрируют переменность плотности потока во всех диапазонах электромагнитного спектра, а также высокую и переменную поляризацию. Поляризация оптического излучения объясняется его синхротронной природой, а направление позиционного угла плоскости поляризации в системе джета перпендикулярно проекции магнитного поля на небесную плоскость. Поляриметрические наблюдения квазаров показывают, что кривая ЕVPA в некоторые периоды может демонстрировать выделенное направление, в некоторые — изменяться довольно хаотически, а иногда наблюдаются плавные изменения позиционного угла поляризации, называемые вращениями. Вращения ЕVPA могут иметь различную скорость, амплитуду и продолжительность. Так как направление ЕVPA связано с магнитным полем, детальное исследование его вращений позволяет получить информацию о тонкой структуре джетов блазаров и структуре магнитного поля. Мы представляем исследование наиболее полной выборки вращений позиционного угла поляризации блазара OJ 287 с помощью нового метода выделения таких событий. В работе приведены характеристики найденных вращений и описаны возможные физические причины такого поведения ЕVPA.

## Оптические наблюдения

Поляриметрические данные, используемые в работе, были получены сотрудниками лаборатории наблюдательной астрофизики СПбГУ в рамках программы мониторинга выборки блазаров, ярких в гамма-диапазоне. Данные были получены в полосе R на следующих телескопах: LX-200 (40 см, СПбГУ, г. Петергоф), АЗТ-8 (70 см, Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный), Perkins (1.83 м, Лоуэлловская обсерватория, г. Флагстаф, Аризона, США). Также использовались данные, полученные программой Robopol [1], и данные, полученные в ходе международной кампании по мониторингу OJ 287 в 2005–2009 гг. [2]. На рис. 1 представлены кривые степени поляризации (PD) и позиционного угла поляризации (EVPA) за весь интервал наблюдений.

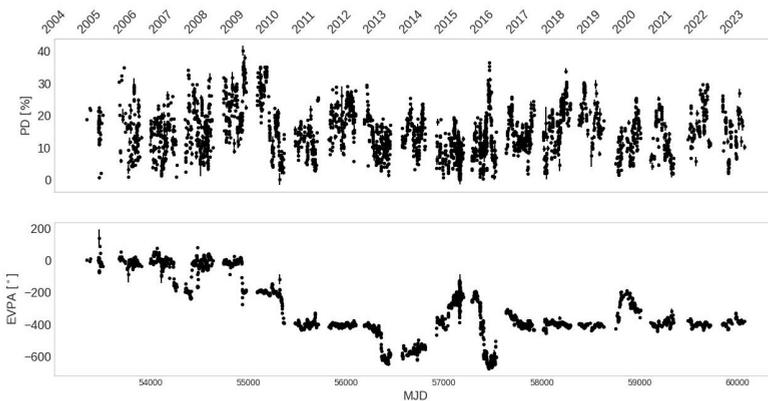


Рис. 1. Кривые зависимости степени поляризации (на верхней панели) и позиционного угла поляризации (на нижней панели) от времени для блазара OJ 287

## Метод выделения вращений позиционного угла поляризации

В работе [3] представлен новый метод поиска и выделения вращений позиционного угла поляризации, а также результаты его применения к поляризационным наблюдениям блазаров 3C 454.3, 3C 102 и OT 081. Метод основан на двух статистических критериях — биномиальном критерии и критерии на основе T-теста и применяется к кривой EVPA, сглаженной на основе байесовских блоков. Если на каком-то участке кривой EVPA наблюдается доминирующее направление изменения позиционного угла поляризации, односторонний биномиальный тест позволяет оценить, какова вероятность того, что такое поведение возникло случайно. Требование о равномерности поворота EVPA можно сформулировать следующим образом: должна присутствовать значимая средняя скорость вращения. При разработке нашего метода использование статистического теста Шапиро — Уилка и Q–Q теста показало, что на отдельных участках кривой EVPA, на которых производится поиск вращений, распределение скоростей изменения угла близко к нормальному. Это позволяет использовать T-тест Стьюдента для проверки значимости отличия средней скорости от нуля.

По сравнению с предыдущими работами (например, [4, 5]) новый метод позволяет находить не только вращения со строго монотонным изменением угла поляризации, но и вра-

щения, в которых угол кратковременно отклоняется от монотонности, сохраняя при этом среднее направление вращения. Кроме того, важной отличительной особенностью данного метода является отсутствие ограничения на минимальную амплитуду вращения. Статистическая значимость вращений при этом определяется количеством и точностью наблюдений.

Пример вращений, выделенных с помощью данного метода, представлен на рис. 2. На правой панели рис. 2 представлен пример так называемого «парного (обратного) вращения», когда EVPA сначала плавно поворачивается в одном направлении, а затем меняет его и начинает вращаться в противоположном направлении примерно с той же средней скоростью.

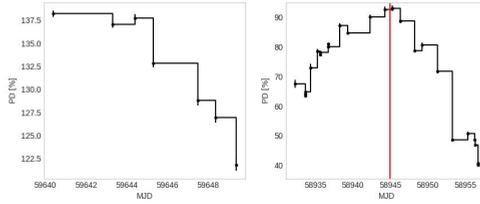


Рис. 2. Примеры обнаруженных для OJ 287 вращений с низкой ( $< 90^\circ$ ) амплитудой на основании наших наблюдательных данных. Точки с барами ошибок — наблюдательные данные, линии — данные, сглаженные при помощи байесовских блоков

## Результаты

В кривой EVPA блазара OJ 287 было выделено 81 статистически значимое вращение EVPA, из которых 55 происходят по часовой стрелке и 26 против часовой стрелки. Вероятность такой (или большей) асимметрии при случайном распределении направлений вращений равна  $8 \cdot 10^{-4}$ . На текущий момент это является наиболее полной выборкой вращений для данного объекта. Также найдено 16 парных вращений (рис. 2). В таблице представлены средние характеристики обнаруженных вращений. Знак в амплитуде определяет направление вращения (положительный — вращение против часовой стрелки). Для наглядности значения амплитуд и средних скоростей вращений приведены также в виде гистограмм на рис. 3. Видно, что значительную долю составляют вращения с малой амплитудой  $< 90^\circ$  и малыми скоростями изменения EVPA. Отсутствие ограничения на минимальную амплитуду вращения позволяет получать более полные выборки вращений EVPA.

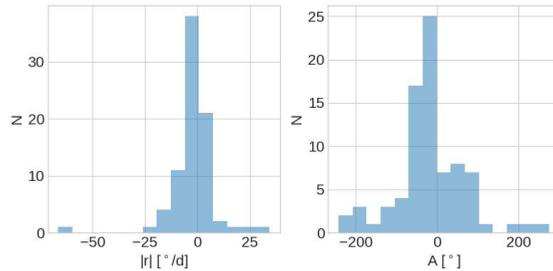


Рис. 3. Распределение скоростей (левая панель) и амплитуд (правая панель) вращений позиционного угла поляризации для OJ 287

## Средние характеристики обнаруженных вращений EVPA

| Параметр   | Всего 81 вращение         |                       |
|--|---------------------------|-----------------------|
|  | 26 против часовой стрелки | 55 по часовой стрелке |
| Средняя амплитуда, °                                   | 70.9                      | -59.6                 |
| Средняя скорость, °/день                               | 6.4                       | -6.3                  |
| Средняя амплитуда по всем вращениям, °                 | -17.7                     |                       |
| Средняя амплитуда по всем вращениям (по модулю), °     | 63.3                      |                       |
| Средняя скорость по всем вращениям, °/день             | -2.2                      |                       |
| Средняя скорость по всем вращениям (по модулю), °/день | 6.3                       |                       |

## Выводы

По сравнению с предыдущими работами новый метод выделения вращений EVPA обладает большей гибкостью и позволяет учитывать вращения с малой амплитудой и вращения, в которых наблюдается кратковременное нарушение монотонности. С помощью этого метода в кривой поляризации блазара OJ 287 обнаружено 81 статистически значимое вращение EVPA, в которых наблюдается преобладание вращений по часовой стрелке. Для OJ 287 это самая объемная выборка таких событий из опубликованных в литературе в настоящее время. Присутствие вращений вектора поляризации может объясняться спиральной структурой магнитного поля в джете (например, [6], модель ударной волны, бегущей по джету). Преобладание вращений в направлении «по часовой стрелке» может указывать на правозакрученную спираль (например, [7]). В дальнейшем планируется исследовать природу парных вращений и сопоставить наблюдаемые вращения с поведением OJ 287 в оптическом и иных диапазонах спектра.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 23-22-00121.

## Библиографические ссылки

- [1] *Blinov D. et al.* RoboPol: AGN polarimetric monitoring data // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 501, iss. 3. — P. 3715–3726.
- [2] *Villforth C. et al.* Variability and stability in blazar jets on time-scales of years: optical polarization monitoring of OJ 287 in 2005-2009 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2010. — Vol. 402, iss. 3. — P. 2087–2111.
- [3] *Саеченко С. С. и др.* О методе поиска вращений позиционного угла поляризации квазаров // *Bull. Am. Astron. Soc.* — 2024.
- [4] *Blinov D., Pavlidou V.* The RoboPol Program: Optical Polarimetric Monitoring of Blazars // *Galaxies.* — 2019. — Vol. 7, iss. 2. — P. 46.
- [5] *Kiehlmann S. et al.* Polarization angle swings in blazars: the case of 3C 279 // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 590. — P. A10.
- [6] *Marscher A. P. et al.* The inner jet of an active galactic nucleus as revealed by a radio-to-gamma-ray outburst // *Nature.* — 2008. — Vol. 452. — P. 966–969.
- [7] *Shablovinskaya E. S., Afanasiev V. L.* The intraday variations of the polarization vector direction in radio source S5 0716+714 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 482, iss. 4. — P. 4322.

**ПОИСК ЯРКИХ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД В ГАЛАКТИКЕ NGC 6946**

**О. Н. Шолухова, Н. А. Тихонов, Ю. Н. Соловьева, А. Н. Саркисян**  
*Специальная астрофизическая обсерватория РАН*

Представлены результаты поиска массивных звезд высокой светимости в галактике NGC 6946. С помощью 6-метрового телескопа БТА САО РАН были получены спектры восьми кандидатов, среди которых обнаружены две звезды (J203455.57+601055.4 и J203448.52+601054.5) с эмиссионными спектрами. Объект J203455.57+601055.4 демонстрирует бленды CIII+NIII и линии He II, характерные для WR-скоплений, одиночных WR-звезд или Ярких голубых переменных (LBV) в горячем состоянии. Второй объект J203448.52+601054.5 классифицирован как кандидат в LBV в холодной стадии на основе наблюдаемых эмиссионных линий водорода, гелия HeI и эмиссионных линий железа FeII и [FeII].

**SEARCH FOR LUMINOUS MASSIVE STARS IN THE NGC 6946 GALAXY**

**O. N. Sholukhova, N. A. Tikhonov, Yu. N. Solovyeva, A. N. Sarkisian**  
*Special Astrophysical Observatory of the RAS*

The results of a search for massive luminous stars in the NGC 6946 galaxy are presented. Using the 6-meter telescope of the SAO RAS, spectra of 8 candidates were obtained. Two stars have the (J203455.57+601055.4 and J203448.52+601054.5) emission line spectra. Object J203455.57+601055.4 exhibits CIII+NIII and He II lines characteristic of WR clusters, single WR stars or Luminous Blue Variables (LBVs) in a hot state. The star J203448.52+601054.5 was classified as a cool LBV candidate based on observed emission lines of hydrogen, HeI, FeII and [FeII].

**Введение**

Мы представляем продолжение работы по поиску ярких массивных звезд в галактиках за пределами Местной группы. В 53 галактиках северного неба были отобраны кандидаты в гипергиганты [1]. Относительная близость галактики NGC 6946 (расстояние до нее 6.7 Мпк [2]) и ее ориентация позволяют спектрально исследовать яркое население на наземных телескопах и за счет этого улучшить отбор звезд высокой светимости и их классификацию.

**Описание методики**

Для поиска кандидатов в яркие массивные звезды в галактике NGC 6946 мы использовали архивные снимки космического телескопа имени Хаббла (HST) в фильтрах F547M и F673N (камера WFC3), полученные по заявке ID15216 (руководитель программы William Blair, Университет Джона Хопкинса). На рис. 1 показан DSS (Digital Sky Survey) снимок галактики NGC 6946 с разметкой полей HST. Звездная фотометрия выполнялась пакетами

программ DAOPHOT II. На основе снимков в фильтрах F547M и F673N были построены CM-диаграммы всех полей и в каждом из них были обнаружены яркие голубые звезды. Дополнительно была проведена фотометрия объектов на снимках в фильтре F657N, центрированном на длину волны  $H\alpha$ , после чего были построены диаграммы (V-F673N)—(F673N- $H\alpha$ ) и выделены звезды ярче 21 зв. величины с превышением потока в  $H\alpha$ . Всего отобрано 26 точечных  $H\alpha$ -источников с голубым континуумом.

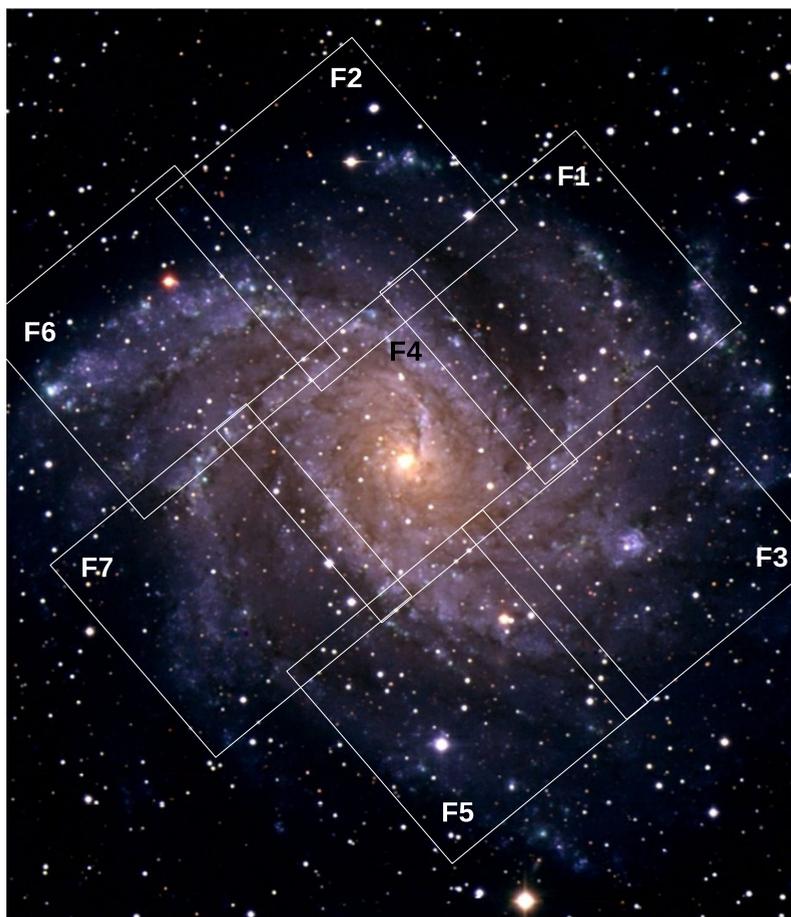


Рис. 1. Изображение галактики NGC 6946 на снимке DSS обзора. Отмечены поля камеры HST/WFC3. Размер снимка  $16 \times 16.5'$ , север — вверх

## Результаты

По программе поиска ярких массивных звезд в галактиках вне Местной группы были проведены спектральные наблюдения 8 из 26 отобранных звезд на 6-метровом телескопе БТА САО РАН с помощью спектрографа SCORPIO-1 [3]. Анализ данных показал, что

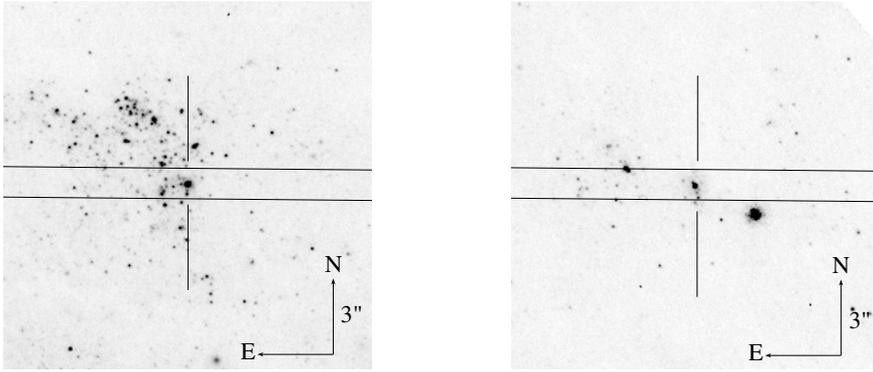


Рис. 2. Области галактики NGC 6946 вокруг J203455.57+601055.4 (слева) и J203448.52+601054.5 (справа). Показаны положения щели во время спектральных наблюдений SCORPIO-1 БТА CAO РАН

6 объектов имеют спектры без принадлежащих звездам особенностей: в них были детектированы только эмиссионные линии окружающих туманностей. Вероятно, эти объекты представляют собой обычные сверхгиганты или пространственно неразрешенные молодые компактные OB скопления.

Два объекта показали в спектрах собственные эмиссии. Слева на рис. 2 показаны объект J203455.57+601055.4 и положение щели во время спектроскопии на спектрографе SCORPIO-1 БТА CAO РАН. На рис. 3 показаны голубой и красный диапазон спектра объекта, полученные 2020/08/23 и 2020/09/21 соответственно. Наряду с линиями туманности (обозначены штрихами снизу от спектра на рисунке) были обнаружены особенности, присущие спектрам WR-звезд: уширенная линия He II  $\lambda 4686$ , бленды линий C III–N III  $\lambda 4630–4650$  и C IV–N IV  $\lambda 5700–5800$  и линия He I  $\lambda 5876$ . Фотометрия J203455.57+601055.4 по данным HST/ACS (2019/01/26) в фильтрах F547M и F814W была также выполнена с помощью DAOPHOT II, после чего полученные величины стандартным образом были переведены в фильтры системы Джонсона — Козинса  $V = 20.24 \pm 0.02^m$  и  $I = 19.73 \pm 0.02^m$ . По наблюдаемому бальмеровскому декременту в туманности рядом с объектом получена оценка межзвездного поглощения  $A_V = 1.7 \pm 0.1^m$  (case B, [4]). Принимая расстояние до галактики 6.7 Мпк [2], мы оцениваем абсолютную звездную величину  $M_V \simeq -10.6^m$ . По наблюдательным свойствам J203455.57+601055.4 можно отнести к WR-скоплениям, ярким одиночным WR-звездам или LBV в горячем состоянии. Для более точной классификации объекта необходимы дополнительные фотометрические и спектральные наблюдения.

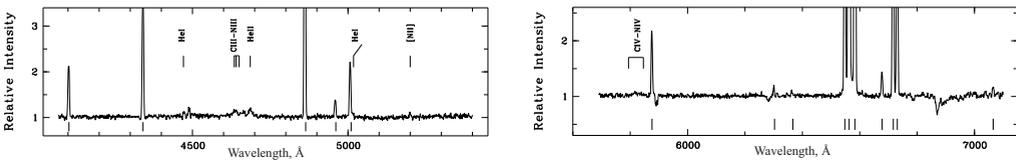


Рис. 3. Показаны голубой и красный диапазон спектра объекта J203455.57+601055.4. Линии туманности обозначены штрихами снизу спектра

Справа на рис. 2 показаны объект J203448.52+601054.5 и положение щели во время спектроскопии объекта на спектрографе SCORPIO-1 БТА CAO РАН. Спектры J203448.52+601054.5, полученные 2020/08/23 и 2020/09/21 и приведенные на рис. 4, по-

казывают слабые эмиссии гелия He I и железа Fe II, [Fe II], а также абсорбцию железа Fe II  $\lambda 5169$ . Подобные спектральные особенности наблюдаются в спектрах LBV звезд в холодном состоянии. Результаты фотометрии по данным HST/ACS (2019/01/26) в фильтрах F547M и F814W были стандартным образом пересчитаны в фильтры системы Джонсона — Козинса  $V = 21.02 \pm 0.02^m$  и  $I = 20.25 \pm 0.02^m$  соответственно. Величина межзвездного поглощения  $A_V = 4.0 \pm 0.2^m$  в туманности вблизи J203448.52+601054.5 оценивалась по наблюдаемому отношению линий водорода Бальмеровской серии [4]. Абсолютная звездная величина составляет  $M_V \simeq -12.12^m$ . На основании наблюдательных свойств J203448.52+601054.5 классифицирован как кандидат в LBV в холодном состоянии.

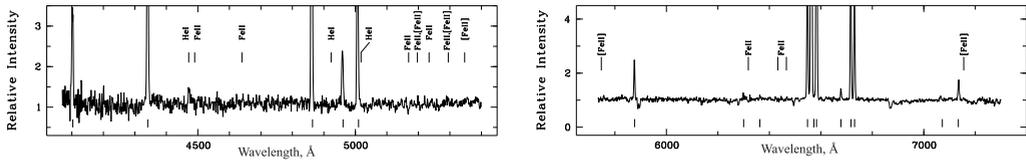


Рис. 4. Голубой и красный диапазон спектра объекта J203448.52+601054.5. Узкие линии туманности обозначены штрихами снизу спектра

Мы получили часть наблюдательных данных на уникальной научной установке Большой телескоп альт-азимутальный САО РАН и выполнили работу по обработке и анализу в рамках гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2022-262 (13.МН-ПМУ.21.0003).

## Библиографические ссылки

- [1] *Tikhonov N., Galazutdinova O., Sholukhova O. et al.* Searching for the brightest stars in galaxies outside the Local Group // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2021. — Vol. 21, № 4. — P. 098. 2011.03324.
- [2] *Tikhonov N. A.* Stellar content and distances to the isolated spiral galaxies NGC 6503 and NGC 6946 // *Astronomy Letters*. — 2014. — Vol. 40, № 9. — P. 537–550.
- [3] *Afanasiev V. L., Moiseev A. V.* The SCORPIO Universal Focal Reducer of the 6-m Telescope // *Astronomy Letters*. — 2005. — Vol. 31. — P. 194–204. [astro-ph/0502095](#).
- [4] *Osterbrock D. E., Ferland G. J.* *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. — 2006.

# Список участников конференции



| ФИО                               | Организация                    | E-mail        |
|-----------------------------------|--------------------------------|---------------|
| Аброскина Дарья Максимовна        | dashabroskina@yandex.ru        | УрФУ          |
| Ажеганова Анна Андреевна          | azheganova.ania@yandex.ru      | УрФУ          |
| Андрянов Степан Алексеевич        | st086842@student.spbu.ru       | СПбГУ         |
| Аникин Александр Сергеевич        | vecasethree@gmail.com          | УрФУ          |
| Антонов Егор Александрович        | egorantonov725@gmail.com       | УрФУ          |
| Аршинова Арина                    | arina.arshinova@gmail.com      | СПбГУ         |
| Балуев Роман Владимирович         | r.baluev@spbu.ru               | СПбГУ         |
| Беллавин Иван Сергеевич           | ybellavin@gmail.com            | УрФУ          |
| Белоусова Мария Максимовна        | mary.belous@mail.ru            | УрФУ          |
| Березкина Татьяна Евгеньевна      | tberezkina_2005@mail.ru        | УрФУ          |
| Бисяркина Анастасия Павловна      | anastasia.bisyarina@at.urfu.ru | АО УрФУ       |
| Блинов Дмитрий Анатольевич        | blinov@ia.forth.gr             | IA, FORTH     |
| Боли Пол                          | pboleyn@gmail.com              |               |
| Борман Георгий Александрович      | borman.ga@yandex.ru            | КрАО РАН      |
| Васюнин Антон Иванович            | anton@urfu.ru                  | УрФУ          |
| Веселова Ангелина Владимировна    | linav93@yandex.ru              | СПбГУ         |
| Виббе Дмитрий Зигфридович         | dwiebe@inasan.ru               | ИНАСАН        |
| Вильянен Дарья Валентиновна       | vilyadar@gmail.com             | ИФПБ РАН      |
| Вильянен Валентина Валентиновна   | vilyanen_valya@mail.ru         | АО «РЕШЕТНЁВ» |
| Воскресенская Светлана Алексеевна | savokresenskaya@edu.hse.ru     | НИУ ВШЭ       |
| Галиуллин Михаил Ильич            | mihagaliullin@gmail.com        | УрФУ          |
| Гатилова Дарья                    | st091389@student.spbu.ru       | СПбГУ         |
| Гималиева Алина Дамировна         | alina.gimalieva@mail.ru        | УрФУ          |
| Горда Станислав Юрьевич           | stanislav.gorda@urfu.ru        | АО УрФУ       |
| Грибанова Марина Сергеевна        | ms.gribanova@iaaras.ru         | ИПА РАН       |
| Гришина Татьяна Сергеевна         | azt8@mail.ru                   | СПбГУ         |
| Гусев Владислав Денисович         | vlad06gusev@gmail.com          | УрФУ          |
| Дедов Евгений Олегович            | dedov.ev98@gmail.com           | САО РАН       |
| Дремова Галина Николаевна         | G.N.Dryomova@mail.ru           | РФЯЦ-ВНИИТФ   |
| Дьяченко Алексей Вячеславович     | diachenko.aleksey@gmail.com    | УрФУ          |

| ФИО                             | Организация                      | E-mail                |
|---------------------------------|----------------------------------|-----------------------|
| Железнов Николай Борисович      | znb@iaaras.ru                    | ИПА РАН               |
| Жолнирова Дарья Евгеньевна      | reneiko4242@gmail.com            | УрФУ                  |
| Жуклевич Глеб Сергеевич         | zhuklevich.gleb@gmail.com        | САО РАН               |
| Заринова Фариуза Зарифовна      | shakirova.faruza@mail.ru         | УрФУ                  |
| Землянуха Петр Михайлович       | petez@ipfran.ru                  | ИПФ РАН               |
| Зинченко Игорь Иванович         | zin@ipfran.ru                    | ИПФ РАН               |
| Золотарёв Роман Викторович      | rv_zolotarev@mail.ru             | ИНАСАН                |
| Изюменова Елизавета Алексеевна  | izyudenova2002@gmail.com         | УрФУ                  |
| Казанцев Максим Борисович       | kazantzev.maxim2018@yandex.ru    | МАОУ Лицей № 6        |
| Калинин Александр Александрович | alexander.kalinin@urfu.ru        | АО УрФУ               |
| Калинина Наталия Дмитриевна     | natalia.kalina@urfu.ru           | АО УрФУ               |
| Картеева Варвара Михайловна     | varenik_irk@mail.ru              | УрФУ                  |
| Кашалова Лариса Камалетдиновна  | lkk@iszf.irk.ru                  | ИСЗФ СО РАН           |
| Кликин Михаил Юрьевич           | mikhail.kislin@urfu.ru           | УрФУ                  |
| Князев Алексей Геннадьевич      | kagrt@inbox.ru                   | УрФУ                  |
| Кобозева Виктория Алексеевна    | st064985@student.spbu.ru         | СПбГУ                 |
| Кожеников Валерий Петрович      | valery.kozhevnikov@urfu.ru       | АО УрФУ               |
| Константинов Егор Алексеевич    | georgiy.konstantinov23@gmail.com | УрФУ                  |
| Королькова Ольга Алексеевна     | korolkova@urfu.ru                | УрФУ                  |
| Костричкин Иван Михайлович      | imkostrichkin@gmail.com          | ГАО РАН               |
| Кошелева Виктория Алексеевна    | st087178@student.spbu.ru         | МФТИ                  |
| Краэни Хуссейн Али              | huseinkrayani@hotmail.com        | СПбГУ                 |
| Крушинский Вадим Владимирович   | kruss@urfu.ru                    | СПбГУ                 |
| Кузнецов Данила Александрович   | ruskuznets@mail.ru               | АО УрФУ               |
| Кузнецов Станислав Юрьевич      | imarpus@gmail.com                | УрФУ                  |
| Кузнецов Эдуард Дмитриевич      | eduard.kuznetsov@urfu.ru         | МГУ                   |
| Кузнецова Алина Александровна   | malina-jun@yandex.ru             | УрФУ                  |
| Кулеш Максим Вячеславович       | mv.kulesh@yandex.ru              | Самарский университет |
| Ладейщиков Дмитрий Антонович    | dmitry.ladeyschikov@urfu.ru      | УрФУ                  |
| Лазановой Сергей Игоревич       | st079380@student.spbu.ru         | УрФУ                  |
|                                 |                                  | СПбГУ                 |

| ФИО                             | Организация                | E-mail   |
|---------------------------------|----------------------------|----------|
| Ларионова Елена Геннадиевна     | sung2v@mail.ru             | СПбГУ    |
| Лисицин Данил Денисович         | listsin_2000@mail.ru       | МГУ      |
| Листвин Данил Валерьевич        | daniil.listvin@mail.ru     | УрФУ     |
| Лобанова Кристина Станиславовна | st068189@student.spbu.ru   | СПбГУ    |
| Лопатин Кирилл Николаевич       | kinilop5@gmail.com         | УрФУ     |
| Лукашова Марина Викторовна      | lnv@iaaras.ru              | ИПА РАН  |
| Лыскова Наталья Сергеевна       | natalya.lyskova@gmail.com  | ИКИ РАН  |
| Лю Лян                          | 2846766331@qq.com          | УрФУ     |
| Макаренко Николай Григорьевич   | ng-makar@mail.ru           | ГАО РАН  |
| Макарова Лидия Николаевна       | lidia@sao.ru               | САО РАН  |
| Марчук Александр Александрович  | aanarchuk@gmail.com        | ГАО РАН  |
| Масленникова Наталья Андреевна  | natnas987@gmail.com        | ГАИШ МГУ |
| Матленко Дмитрий Алексеевич     | damatienko@edu.hse.ru      | НИУ ВШЭ  |
| Медведев Михаил Геннадьевич     | mikhail.medvedev@urfu.ru   | УрФУ     |
| Медведев Юрий Дмитриевич        | medvedev@iaaras.ru         | ИПА РАН  |
| Мельников Александр Викторович  | melnikov@gaoran.ru         | ГАО РАН  |
| Мельников Виктор Федорович      | v.melnikov@gaoran.ru       | ГАО РАН  |
| Мещеряков Александр Валерьевич  | mesch@cosmos.ru            | ИКИ РАН  |
| Миланов Данила Владимирович     | daniila.milanov@gmail.com  | СПбГУ    |
| Мингалиев Марат Габдуллович     | mingaliev@gmail.com        | САО РАН  |
| Михневич Варвара Олеговна       | varvara.mikhnevich@urfu.ru | УрФУ     |
| Молевич Полина Евгеньевна       | nonna.molevitch@mail.ru    | ФИ РАН   |
| Молярова Тамара Сергеевна       | molyarova@inasan.ru        | ИНАСАН   |
| Морозова Дарья Адиковна         | comitcont@gmail.com        | СПбГУ    |
| Мусина Аделина Руслановна       | amusina041025@gmail.com    | УрФУ     |
| Назаров Сергей Валентинович     | astrotourist@gmail.com     | КрАО РАН |
| Накибов Руслан Субхиддинович    | nakibov.ruslan@gmail.ru    | УрФУ     |
| Никишев Георгий Эдуардович      | ggnikishev@gmail.com       | ГАИШ МГУ |
| Новикова Ольга Сергеевна        | freedgreed21@gmail.com     | ТГУ      |
| Ожиганов Максим Эдуардович      | maksim.ozhiganov@urfu.ru   | УрФУ     |

| ФИО                             | Организация                      | E-mail                |
|---------------------------------|----------------------------------|-----------------------|
| Осетрова Ангелина Александровна | st075853@student.spbu.ru         | СПбГУ                 |
| Островский Андрей Борисович     | Andrey.Ostrovsky@urfu.ru         | УрФУ                  |
| Павлова Полина Игоревна         | pavlovapolina902683@gmail.com    | УрФУ                  |
| Пазухин Андрей Геннадьевич      | a.pazuhin@ipfran.ru              | ИПФ РАН               |
| Патрина Наталья Николаевна      | kazantzev.maxim2018@yandex.ru    | МАОУ Лицей № 6        |
| Паханьян Игорь Михайлович       | pakhanyan.i.m@gmail.com          | МГУ                   |
| Пашин Евгений Олегович          | zheka2527@gmail.com              | УрФУ                  |
| Перминов Александр Сергеевич    | alexander.perminov@urfu.ru       | УрФУ                  |
| Пермякова Татьяна Александровна | Татьяна-Permyakova-1998@yandex.r | УрФУ                  |
| Петрашкевич Игорь Вячеславович  | petrashkevich.igor@gmail.com     | УрФУ                  |
| Пилипенко Сергей Владимирович   | spilipenko@asc.rssi.ru           | АКЦ ФИАН              |
| Подойников Артем Сергеевич      | reznyaaada@gmail.com             | УрФУ                  |
| Полухина Софья Александровна    | s.a.polukhina.astro@gmail.com    | СПбГУ                 |
| Полушина Татьяна Сергеевна      | tatyana.polushina@urfu.ru        | АО УрФУ               |
| Помельников Иван Александрович  | vanidzeromelnikov@gmail.com      | СНИУ                  |
| Попова Мария Эриковна           | maria.popova@urfu.ru             | АО УрФУ               |
| Порфирьев Денис Петрович        | dporfirev@gmail.com              | Самарский университет |
| Постникова Вера Константиновна  | vtaeranaz@gmail.com              | МГУ                   |
| Пуланова Анна Федоровна         | puanovaanna@gmail.com            | OSO                   |
| Пурыгин Денис Геннадьевич       | d.g.purytin@gmail.com            | СПбГУ                 |
| Рубцова Алина Андреевна         | alinka10264@gmail.com            | УрФУ                  |
| Русakov Александр Сергеевич     | seroussasha@mail.ru              | СПбГУ                 |
| Рячик Дмитрий Сергеевич         | ryashchikovd@gmail.com           | СФ ФИАН               |
| Салейко Ксения Витальевна       | ksenia.saleiko@yandex.ru         | ТГУ                   |
| Салий Светлана Викторовна       | svetlana.sali@urfu.ru            | АО УрФУ               |
| Сапунова Ульяна Александровна   | sapunova18u@gmail.com            | УрФУ                  |
| Саркисян Аркадий Норайрович     | ars@sao.ru                       | САО РАН               |
| Салтонкин Николай Артемович     | virus909090@yandex.ru            | УрФУ                  |
| Селезнев Антон Федорович        | anton.seleznev@urfu.ru           | УрФУ                  |
| Семенов Дмитрий Александрович   | dima.semenishin@yandex.ru        | УрФУ                  |

| ФИО                                  | Организация                    | E-mail                     |
|--------------------------------------|--------------------------------|----------------------------|
| Сильченко Ольга Касьяновна           | olga@sai.msu.ru                | ГАИШ МГУ                   |
| Смирнов Дмитрий Александрович        | astronom.v.cube@gmail.com      | ННГУ                       |
| Смирнова Ксения Ильдаровна           | Agashi@rambler.ru              | УрФУ                       |
| Смотрина Эмма Александровна          | smotrinaemma@mail.ru           | КГАОУ «Школа космонавтики» |
| Соболев Андрей Михайлович            | Andrej.Sobolev@urfu.ru         | АО УрФУ                    |
| Соловьев Александр Анатольевич       | solov.a.a@mail.ru              | ГАО РАН                    |
| Соловьева Юлия Николаевна            | yuliacos@mail.ru               | САО РАН                    |
| Сорокин Даниил Андреевич             | d.sorokin@ipfran.ru            | ННГУ                       |
| Степанова Ксения Александровна       | ksenia.stepanova@urfu.ru       | УрФУ                       |
| Столяров Андрей Владиславович        | avstol@gmail.com               | МГУ                        |
| Султанов Ильяс Марсович              | syItahof@yandex.ru             | ЧелГУ                      |
| Танатова Полина Александровна        | polinka.fed000@gmail.com       | УрФУ                       |
| Тарасова Диана Вячеславовна          | diana_tarasova31@mail.ru       | ЧелГУ                      |
| Татарников Андрей Михайлович         | andrew@sai.msu.ru              | ГАИШ МГУ                   |
| Терешин Даниил Дмитриевич            | tereshin.dd@gmail.com          | УрФУ                       |
| Титов Олег Александрович             | oleg.titov@ga.gov.au           | Geoscienc Australia        |
| Тихонов Николай Александрович        | olgasao@mail.ru                | САО РАН                    |
| Токмакова Елизавета Андреевна        | nehoroshroma@gmail.com         | УрФУ                       |
| Толстой Александр Львович            | al.tolstoy@iaaras.ru           | ИПА РАН                    |
| Тонкова Дарья Николаевна             | tonkovad2004@mail.ru           | УрФУ                       |
| Топчиева Анастасия Павловна          | ATopchieva@inasan.ru           | ИНАСАН                     |
| Трящина Анастасия Сергеевна          | ozhiganov.maksim1999@gmail.com | МГУ                        |
| Урунова Рената Маратовна             | rn.urunova@iaaras.ru           | ИПА РАН                    |
| Фарафонтнова Анастасия Александровна | 4045673579@mail.ru             | УрФУ                       |
| Фаткуллина Наталья Евгеньевна        | NataliaNatanson@mail.ru        | УрФУ                       |
| Федотсов Глеб Сергеевич              | g.s.fedoseev@urfu.ru           | УрФУ                       |
| Федотов Андрей Алексеевич            | andry.201452@gmail.com         | СПбГУ                      |
| Феокистов Никита Андреевич           | nikita.feoktistov@outlook.com  | УрФУ                       |
| Фрол Дарья Викторовна                | warafey@gmail.com              | УрФУ                       |
| Фролов Михаил Андреевич              | 9с643v@gmail.com               | УрФУ                       |

| ФИО                               | Организация                  | E-mail   |
|-----------------------------------|------------------------------|----------|
| Хабарова Татьяна Александровна    | t.habarova@ipfran.ru         | ИПФ РАН  |
| Хайбрахманов Сергей Александрович | s.khaibrakhmanov@gmail.com   | СПбГУ    |
| Хань Фейхао                       | hanfeihao@mail.ru            | УрФУ     |
| Чазов Никита Андреевич            | nikita.google@gmail.com      | УрФУ     |
| Чугунов Илья Владимирович         | chugunov21@list.ru           | ГАО РАН  |
| Шагабудинов Альфат Исмагилович    | alfat.shagabutdinov@urfu.ru  | АО УрФУ  |
| Шагабудинов Андрей Альфатович     | andreyshagabutdinov@urfu.ru  | АО УрФУ  |
| Шайдулин Вахит Шамильевич         | v.shaidulin@spbu.ru          | СПбГУ    |
| Шарапов Константин Владиславович  | shkval1993@ya.ru             | Конгур   |
| Шарапова Вера Дмитриевна          | guzevayera20401@gmail.com    | УрФУ     |
| Шахворостова Надежда Николаевна   | nadya.shakh@gmail.com        | АКЦ ФИАН |
| Шишкин Валентин Евгеньевич        | valentinsh@gmail.com         |          |
| Шипкина Екатерина Васильевна      | e.v.kolesnikova99@gmail.com  | СПбГУ    |
| Школкина Екатерина Андреевна      | ekaterinashkodkina@yandex.ru | СПбГУ    |
| Шолухова Ольга Николаевна         | olgasao@mail.ru              | САО РАН  |
| Шустов Борис Михайлович           | bshustov@inasan.ru           | ИНАСАН   |
| Юдин Владислав Дмитриевич         | AbiturentChel74@gmail.com    | УрФУ     |
| Южанина Ксения Викторовна         | s.yujanima@yandex.ru         | КФУ      |
| Юнгман Анастасия Дмитриевна       | nastiab.com@gmail.com        | УрФУ     |

## Авторский указатель

- Андрианов С. А., 99  
Аршинова А., 103  
Балуев Р. В., 342  
Бисярина А. П., 209, 216  
Блинов Д. А., 103  
Боли П., 231  
Бордовицына Т. В., 314  
Борман Г. А., 111  
Васюнин А. И., 115, 283, 287, 291, 310  
Веселова А. В., 78  
Вибе Д. З., 6, 150, 322  
Винокуров А. С., 227  
Воскресенская С. А., 107  
Гатилова Д., 111  
Гималиева А. Д., 212  
Горда С. Ю., 216  
Грибанова М. С., 220  
Гришина Т. С., 111  
Гусев В. Д., 223  
Дедов Е. О., 227  
Домбек Е. М., 192, 241  
Дремова Г. Н., 18  
Дьяченко А. В., 231  
Емельянов Э. В., 299  
Железнов Н. Б., 32  
Жуклевич Г. С., 234, 299  
Зарипова Ф. З., 237, 253  
Землянуха П. М., 173, 192, 241  
Зинченко И. И., 41, 295  
Золотарёв Р. В., 245  
Калинин А. А., 249  
Калинина Н. Д., 249  
Картеева В. М., 115, 283, 287  
Кашапова Л. К., 153  
Кирсанова М. С., 212  
Князев А. Г., 237, 253  
Кобозева В. А., 119  
Королькова О. А., 61  
Костенков А. Е., 227  
Костричкин И. М., 123  
Краяни Х. А., 257  
Кузнецов С. Ю., 261  
Кузнецов Э. Д., 131, 223, 231, 237, 253, 283, 303  
Кузнецова А. А., 263  
Кулеш М. В., 267  
Ладейщиков Д. А., 318  
Лазневой С. И., 127  
Ларионова Е. Г., 111  
Листвин Д. В., 131  
Лобанова К. С., 135  
Лукашова М. В., 32  
Лыскова Н. С., 107  
Лю Ш.-Ю., 318  
Лю Лян, 253  
Макарова Л. Н., 165  
Марчук А. А., 353  
Масленникова Н. А., 139  
Матиенко Д. А., 107  
Медведев М. Г., 115, 283, 287  
Медведев Ю. Д., 330  
Мельников В. Ф., 169  
Мельников А. В., 135  
Мещеряков А. В., 107  
Миланов Д. В., 78  
Михневич В. О., 271  
Молевич Н. Е., 157  
Молярова Т. С., 334  
Морозова Д. А., 196, 357  
Назаров С. В., 275, 279  
Накибов Р. С., 115, 283, 287  
Никишев Г. Э., 139  
Новикова О. С., 143  
Ожиганов М. Э., 115, 283, 287  
Осетрова А. А., 147  
Островский А. Б., 212, 291  
Пазухин А. Г., 295  
Панчук В. Е., 234, 299  
Паханьян И. М., 150  
Перминов А. С., 303  
Пермякова Т. А., 307  
Петрашкевич И. В., 310  
Пилипенко С. В., 46  
Пирогов Л. Е., 173, 241  
Полухина С. А., 153  
Помельников И. А., 157  
Попандопуло Н. А., 314  
Попова М. Э., 200  
Порфирьев Д. П., 263  
Постникова В. К., 161  
Пунанова А. Ф., 310  
Пурытин Д. Г., 165  
Русakov А. С., 78  
Рящиков Д. С., 157  
Салейко К. В., 314  
Салий С. В., 177, 188, 212, 318  
Сапунова У. А., 283, 287  
Саркисян А. Н., 361  
Селезнев А. Ф., 267, 307  
Сильченко О. К., 51  
Смирнов Д. А., 169  
Смирнова К. И., 322  
Соболев А. М., 209, 216, 318  
Соловьев А. А., 61

Соловьева Ю. Н., 227, 361  
Сорокин Д. А., 173  
Столяров А. В., 150  
Султанов И. М., 326  
Танатова П. А., 177  
Тарасова Д. В., 181  
Татарников А. М., 139  
Терешин Д. Д., 185, 350  
Титов О. А., 147  
Тихонов Н. А., 361  
Толстой А. Л., 330  
Топчиева А. П., 334  
Трясцина А. С., 287  
Урунова Р. М., 338  
Фарафонтова А. А., 188  
Фаткуллина Н. Е., 237

Федосеев Г. С., 115, 283, 287  
Федотов А. А., 342  
Хабарова Т. А., 192  
Хайбрахманов С. А., 326, 346  
Чазов Н. А., 185, 350  
Чугунов И. В., 353  
Шайдулин В. Ш., 78  
Шахворостова Н. Н., 86  
Шишкина Е. В., 357  
Шкодкина Е. А., 196  
Шолухова О. Н., 361  
Шустов Б. М., 245  
Юдин В. Д., 200  
Южанина К. В., 204  
Юй Х., 318  
Юшкин М. В., 299

# Содержание

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Обзорные лекции</b>   | <b>5</b>  |
| Вибе Д. З. Космические лучи как астрохимический фактор . . . . .   | 6         |
| Дремова Г. Н. Алгоритмы поиска и отождествления компонент исходно двойных звезд, разрушенных приливным полем СМЧД . . . . .  | 18        |
| Железнов Н. Б., Лукашова М. В. Астрономические ежегодники . . . . .  | 32        |
| Зинченко И. И. Протозвездные джеты и истечения . . . . .   | 41        |
| Пилипенко С. В. Численное моделирование Местной Вселенной . . . . .  | 46        |
| Сильченко О. К. Галактики как открытые системы . . . . .   | 51        |
| Соловьев А. А., Королькова О. А. Диссипация поля и эффект Паркера в динамике вспышечного магнитного жгута на Солнце . . . . .  | 61        |
| Шайдулин В. Ш., Миланов Д. В., Русаков А. С., Веселова А. В. Определение средней орбиты метеорных потоков . . . . .  | 78        |
| Шахворостова Н. Н. Тепловое и мазерное излучение молекул в плотных темных облаках  | 86        |
| <b>Студенческие доклады</b>  | <b>98</b> |
| Андрианов С. А. Модель обработки гравитационно-волнового сигнала по наблюдениям пульсарного тайминга . . . . .   | 99        |
| Аршинова А., Блинов Д. А. Активные ядра галактик со значимыми РСДБ-Gaia сдвигами и их оптическая поляризация . . . . .   | 103       |
| Воскресенская С. А., Мещеряков А. В., Матиенко Д. А., Лыскова Н. С. Наиболее вероятные кандидаты в скопления галактик каталога РАСТ, найденные с помощью глубокого обучения в субмиллиметровом диапазоне . . . . . | 107       |
| Гатилова Д., Ларионова Е. Г., Гришина Т. С., Борман Г. А. Стандартизация области лацертиды 3С 371 . . . . .  | 111       |
| Картеева В. М., Ожиганов М. Э., Медведев М. Г., Накибов Р. С., Федосеев Г. С., Васюнин А. И. Лабораторная методика получения многокомпонентных аналогов межзвездных льдов . . . . .                                | 115       |
| Кобозева В. А. Межзвездное поглощение и поляризация в направлении глобулы СВ54   | 119       |
| Костричкин И. М. Анализ изменения геометрии джетов активных галактик на парсековых масштабах . . . . .   | 123       |
| Лазневой С. И. Возможности ускорения расчета оптических свойств космических частиц, моделируемых слоистыми сфероидами . . . . .  | 127       |
| Листвин Д. В., Кузнецов Э. Д. Исследование смещений базовых ГНСС-станций на Урале в 2022–2023 гг. . . . .  | 131       |
| Лобанова К. С., Мельников А. В. Эффект Ярковского в динамике астероида (99942) Апофис при сближении с Землей в 2029 г. . . . .   | 135       |
| Никишев Г. Э., Масленникова Н. А., Татарников А. М. Влияние красной утечки светофильтров $U$ и $B$ на результаты фотометрии звезд поздних спектральных классов   | 139       |
| Новикова О. С. Алгоритм обработки измерений блеска объектов ГСО и его применение   | 143       |
| Осетрова А. А., Титов О. А. Каталог собственных движений внегалактических радиосточников . . . . .   | 147       |
| Паханьян И. М., Столяров А. В., Вибе Д. З. Константы скоростей химической реакции фтора с молекулярным водородом в различных состояниях продукта и реагента . . . . .  | 150       |
| Полухина С. А., Кашапова Л. К. Исследование солнечной вспышки SOL2023-07-12 M7.2 с прерванной эруссией . . . . .   | 153       |
| Помельников И. А., Рящиков Д. С., Молевич Н. Е. О возможном происхождении субструктур, наблюдаемых в ОФД Барьер Ориона . . . . .   | 157       |
| Постникова В. К. SDSS-IV MaNGA: Источники ионизации диффузной газовой среды на больших высотах в дисковых галактиках различных типов . . . . .   | 161       |
| Пурьитин Д. Г., Макарова Л. Н. Металличность красных гигантов в близких карликовых галактиках . . . . .  | 165       |

|  |     |
|--|-----|
| Смирнов Д. А., Мельников В. Ф. Восстановление параметров плазмы и ускоренных частиц в солнечных вспышках методом фитирования . . . . .   | 169 |
| Сорокин Д. А., Землянуха П. М., Пирогов Л. Е. Физические условия в ядрах L1287 и G268.42-0.85, определенные при помощи ускоренного интерполяцией метода марковских цепей Монте-Карло . . . . . | 173 |
| Танатова П. А., Салий С. В. Исследование молекулярного состава области образования массивных звезд S255IR . . . . .  | 177 |
| Тарасова Д. В. Распределение молодых спектрально-двойных звезд по массам . . . . .   | 181 |
| Терешин Д. Д., Чазов Н. А. Автоматизация телескопа RoboPhot Коуровской астрономической обсерватории . . . . .  | 185 |
| Фарафонтова А. А., Салий С. В. Изучение спектров молекул в области звездообразования S255IR-SMA1 . . . . .   | 188 |
| Хабарова Т. А., Землянуха П. М., Домбек Е. М. Метод машинного обучения для анализа данных исследований миллиметрового астроклимата . . . . .   | 192 |
| Шкодкина Е. А., Морозова Д. А. Анализ вращений в кривых оптической поляризации блазаров методом кросс-корреляции . . . . .   | 196 |
| Юдин В. Д., Попова М. Э. Кинематика диска Галактики по данным о рассеянных скоплениях по каталогам на основе GAIA . . . . .  | 200 |
| Южанина К. В. Свойства переменности блазаров в радиодиапазоне . . . . .  | 204 |

## Научные сообщения 208

|  |     |
|--|-----|
| Бисярина А. П., Соболев А. М. ИК-излучение молодых звездных объектов, связанных с метанольными лазерами II класса . . . . .  | 209 |
| Гималиева А. Д., Островский А. Б., Салий С. В., Кирсанова М. С. Создание базы данных для анализа результатов наблюдений молекул в областях звездообразования . . . . . | 212 |
| Горда С. Ю., Бисярина А. П., Соболев А. М. Изменение профиля синего крыла линии H $\alpha$ в спектре молодой переменной звезды V645 CYG . . . . .                      | 216 |
| Грибанова М. С. Методы прогнозирования параметров вращения Земли в ИПА РАН . . . . .   | 220 |
| Гусев В. Д., Кузнецов Э. Д. Точность методов оценки возраста пар транснептуновых объектов на близких орбитах . . . . .   | 223 |
| Дедов Е. О., Винокуров А. С., Костенков А. Е., Соловьева Ю. Н. Моделирование ветра LBV-кандидата в NGC 4736 . . . . .  | 227 |
| Дьяченко А. В., Боли П., Кузнецов Э. Д. Расширение функционала SED Fitter для моделей молодых звездных объектов . . . . .  | 231 |
| Жуклевич Г. С., Панчук В. Е. Оптимизация стратегии наблюдений при измерении лучевых скоростей кросс-корреляционным методом . . . . .                                   | 234 |
| Зарипова Ф. З., Фаткуллина Н. Е., Князев А. Г., Кузнецов Э. Д. Мониторинг крена конструкций большешпрелетных спортивных сооружений в процессе строительства . . . . .  | 237 |
| Землянуха П. М., Пирогов Л. Е., Домбек Е. М. Плотные ядра с признаками сжатия в обзоре MALT90 . . . . .  | 241 |
| Золотарёв Р. В., Шустов Б. М. К динамике метеороидных потоков, образующихся при столкновениях АСЗ . . . . .  | 245 |
| Калинина Н. Д., Калинин А. А. Сравнение наблюдений магнитных полей солнечных пятен в КрАО И АО УрФУ в 24-м цикле активности Солнца . . . . .                           | 249 |
| Князев А. Г., Лю Лян, Зарипова Ф. З., Кузнецов Э. Д. Применение InSAR-технологии при наблюдении деформаций инженерных сооружений . . . . .                             | 253 |
| Краяни Х. А. Астрономия в Петербургском университете в XVIII–XIX вв. . . . .   | 257 |
| Кузнецов С. Ю. Выброс пыли в плазменную оболочку вблизи поверхности активных астероидов . . . . .  | 261 |
| Кузнецова А. А., Порфирьев Д. П. Теоретическое исследование реакции 1-аценафтила и молекулярного кислорода . . . . .   | 263 |

|  |     |
|--|-----|
| <b>Кулеш М. В., Селезнев А. Ф.</b> Учет влияния эффекта проекции на отбор звезд скоплений по собственным движениям . . . . .   | 267 |
| <b>Михневич В. О.</b> Неразрешенные двойные системы с белыми карликами в рассеянных скоплениях . . . . .   | 271 |
| <b>Назаров С. В.</b> Ранние наблюдения сверхновой SN 2023ixf в галактике M101 . . . . .  | 275 |
| <b>Назаров С. В.</b> Поиск астероидов на телескопе «Синтез» в Крымской астрофизической обсерватории . . . . .  | 279 |
| <b>Накибов Р. С., Федосеев Г. С., Картеева В. М., Медведев М. Г., Ожиганов М. Э., Сапунова У. А., Кузнецов Э. Д., Васюнин А. И.</b> Оптимизация рабочего процесса обработки экспериментальных данных в Научной лаборатории астрохимических исследований УрФУ . . . . . | 283 |
| <b>Ожиганов М. Э., Федосеев Г. С., Медведев М. Г., Картеева В. М., Накибов Р. С., Трящина А. С., Сапунова У. А., Васюнин А. И.</b> Исследование сил полос поглощения HCN в астрономических средах . . . . .  | 287 |
| <b>Островский А. Б., Васюнин А. И.</b> Оценка расстояния до ближайшего соседа на поверхности пылевой частицы . . . . .   | 291 |
| <b>Пазухин А. Г., Зинченко И. И.</b> Анализ кинематики и устойчивости в областях образования звезд большой массы . . . . .   | 295 |
| <b>Панчук В. Е., Юшкин М. В., Емельянов Э. В., Жуклевич Г. С.</b> Температурный и позиционный мониторинг спектрографов фокуса Нэсмит-2 БТА . . . . .   | 299 |
| <b>Перминов А. С., Кузнецов Э. Д.</b> Построение осредненного гамильтониана восьмипланетной задачи . . . . .   | 303 |
| <b>Пермякова Т. А., Селезнев А. Ф.</b> Изучение скоплений в области звездообразования G192+0.0 . . . . .   | 307 |
| <b>Петрашкевич И. В., Пунанова А. Ф., Васюнин А. И.</b> Сравнение доли дейтерия из наблюдений и астрохимической модели для холодных плотных ядер . . . . .   | 310 |
| <b>Салейко К. В., Попандопуло Н. А., Бордовицына Т. В.</b> Особенности отбраковки позиционных и фотометрических измерений при определении динамических параметров объектов космического мусора . . . . .   | 314 |
| <b>Салий С. В., Соболев А. М., Ладейщиков Д. А., Юй Х., Лю Ш.-Ю.</b> Исследование излучения метанола на 216–234 ГГц в массивном протозвездном объекте G12.89+0.49 (IRAS18089–1732) . . . . .   | 318 |
| <b>Смирнова К. И., Вибе Д. З.</b> Пыль и газ галактики NGC 628 . . . . .   | 322 |
| <b>Султанов И. М., Хайбрахманов С. А.</b> Численное МГД-моделирование эволюции молекулярных волокон . . . . .  | 326 |
| <b>Толстой А. Л., Медведев Ю. Д.</b> Определение двухмерного контура астероида по его световой кривой . . . . .  | 330 |
| <b>Топчиева А. П., Молярова Т. С.</b> Влияние вспышек на наличие гальки в FEOSAD . . . . .   | 334 |
| <b>Урунова Р. М.</b> Определение углов нутации на основании обработки часовых РСДБ наблюдений . . . . .  | 338 |
| <b>Федотов А. А., Балувев Р. В.</b> Исследование неоднородностей профилей яркости вторичных затмений в инфракрасном диапазоне при помощи моделирования неравномерной чувствительности пикселей Spitzer . . . . .   | 342 |
| <b>Хайбрахманов С. А.</b> Наблюдательные проявления протопланетных дисков с остаточным магнитным полем . . . . .   | 346 |
| <b>Чазов Н. А., Терешин Д. Д.</b> Первые результаты работы телескопа RoboPhot КАО УрФУ . . . . .   | 350 |
| <b>Чугунов И. В., Марчук А. А.</b> Исследование азимутально усредненных профилей поверхностной яркости спиральных рукавов при помощи декомпозиции . . . . .  | 353 |
| <b>Шишкина Е. В., Морозова Д. А.</b> Исследование вращений позиционного угла поляризации блазара OJ 287 . . . . .  | 357 |
| <b>Шолухова О. Н., Тихонов Н. А., Соловьева Ю. Н., Саркисян А. Н.</b> Поиск ярких массивных звезд в галактике NGC 6946 . . . . .   | 361 |

|                               |     |
|-------------------------------|-----|
| Список участников конференции | 365 |
| Авторский указатель           | 372 |

# Contents

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Lectures</b>  | <b>5</b>  |
| Wiebe D. S. Cosmic rays as an astrochemical factor . . . . .   | 6         |
| Dryomova G. N. Algorithms for searching and identifying components of originally binary stars, tidal destroyed by SMBH . . . . .   | 18        |
| Zheleznov N. B., Lukashova M. V. The Astronomical Yearbooks . . . . .  | 32        |
| Zinchenko I. I. Protostellar jets and outflows . . . . .   | 41        |
| Pilipenko S. V. Simulating the Local Universe . . . . .  | 46        |
| Silchenko O. K. Galaxies as open systems . . . . .   | 51        |
| Solov'ev A. A., Korolkova O. A. Field dissipation and Parker's effect in dynamics of flaring magnetic flux rope . . . . .  | 61        |
| Shaidulin V. Sh., Milanov D. V., Rusakov A. S., Veselova A. V. Determination of the mean orbit for meteoroid streams . . . . .   | 78        |
| Shakhvorostova N. N. Thermal and maser molecular emission in infrared dark clouds . . . . .  | 86        |
| <b>Students talks</b>  | <b>98</b> |
| Andrianov S. A. Model of gravitational wave signal processing in framework of pulsar timing array . . . . .  | 99        |
| Arshinova A., Blinov D. A. Active galactic nuclei with significant VLBI-Gaia offsets and their optical polarization . . . . .  | 103       |
| Voskresenskaia S. A., Meshcheryakov A. V., Matienko D. A., Lyskova N. S. Most likely candidates for galaxy clusters in the PACT catalogue found using deep learning in the submillimetre range . . . . . | 107       |
| Gatilova D., Larionova E. G., Grishina T. S., Borman G. A. Standardization of the Lacertae 3C 371 . . . . .  | 111       |
| Karteeva V. M., Ozhiganov M. E., Medvedev M. G., Nakibov R. S., Fedosev G. S., Vasyunin A. I. Laboratory technique for obtaining multicomponent analogues of interstellar ice . . . . .                  | 115       |
| Kobozeva V. A. Interstellar extinction and polarization towards the globule CB54 . . . . .   | 119       |
| Kostrichkin I. M. Analysis of parsec-scale jet direction variations in active galaxies . . . . .   | 123       |
| Laznevoi S. I. The possibilities of accelerating the calculation of the optical properties of cosmic particles modeled by layered spheroids . . . . .  | 127       |
| Listvin D. V., Kuznetsov E. D. Investigation of displacement of reference GNSS-stations in the Urals during 2022—2023 years . . . . .  | 131       |
| Lobanova K. S., Melnikov A. V. The Yarkovsky effect in the dynamics of asteroid (99942) Apophis during its approach to the Earth in 2029 . . . . .   | 135       |
| Nikishev G. E., Maslennikova N. A., Tatarnikov A. M. Effect of red leak of $U$ and $B$ filters on results of late types stars photometry . . . . .   | 139       |
| Novikova O. S. The algorithm for processing measurements of the brightness of GEO and its application . . . . .  | 143       |
| Osetrova A. A., Titov O. A. Catalog of proper motions of extragalactic radiosources . . . . .  | 147       |
| Pakhanyan I. M., Stolyarov A. V., Wiebe D. S. Rate constants of the chemical reaction of fluorine with molecular hydrogen in various states of the product and reactant . . . . .                        | 150       |
| Polukhina S. A., Kashapova L. K. Study of the Solar Failed Eruption SOL2023-07-12 M7.2153  |           |
| Pomelnikov I. A., Riashchikov D. S., Molevich N. E. On the possible origin of sub-structures observed in the Orion Bar PDR . . . . .   | 157       |
| Postnikova V. K. SDSS-IV MaNGA: Ionization sources of diffuse extra-planar gaseous medium in disk galaxies of various types . . . . .  | 161       |
| Purytin D. G., Makarova L. N. Metallicity of the red giants in nearby dwarf galaxies . . . . .   | 165       |
| Smirnov D. A., Melnikov V. F. Restoration of plasma and accelerated particle parameters in solar flares by fitting method . . . . .  | 169       |

|  |            |
|--|------------|
| <b>Sorokin D. A., Zemlyanukha P. M., Pirogov L. E.</b> Physical conditions in the L1287 and G268.42-0.85 cores estimated using the interpolation-accelerated Markov Chain Monte Carlo method . . . . . | 173        |
| <b>Tanatova P. A., Salii S. V.</b> Study of the molecular composition of the high mass protostellar object S255IR . . . . .  | 177        |
| <b>Tarasova D. V.</b> Mass distribution of young spectroscopic binary stars . . . . .  | 181        |
| <b>Tereshin D. D., Chazov N. A.</b> Automation of the RoboPhot telescope of the Kourovka astronomical observatory . . . . .  | 185        |
| <b>Farafontova A. A., Salii S. V.</b> An investigation of molecular spectra in star formation region S255IR-SMA1 . . . . .   | 188        |
| <b>Khabarova T. A., Zemlyanukha P. M., Dombek E. M.</b> Machine learning method for data analysis millimeter astroclimate research . . . . .   | 192        |
| <b>Shkodkina E. A., Morozova D. A.</b> Analysis of rotations in optical polarization curves of blazars using cross-correlation method . . . . .  | 196        |
| <b>Yudin V. D., Popova M. E.</b> Galactic disk kinematics by GAIA-based catalogs of open clusters . . . . .  | 200        |
| <b>Iuzhanina K. V.</b> Variability properties of blazars in the radio band . . . . .   | 204        |
| <b>Contributed talks</b>   | <b>208</b> |
| <b>Bisyarina A. P., Sobolev A. M.</b> IR emission of young stellar objects in vicinity of class II methanol masers . . . . .   | 209        |
| <b>Gimalieva A. D., Ostrovskii A. B., Salii S. V., Kirsanova M. S.</b> Creating a database to analyse the results of molecular lines observations in star-forming regions . . . . .                    | 212        |
| <b>Gorda S. Yu., Bisyarina A. P., Sobolev A. M.</b> Changes in the blue wing profile of the H $\alpha$ line in the spectra of the young variable star V645 CYG . . . . .                               | 216        |
| <b>Gribanova M. S.</b> Methods of the Earth orientation parameters prediction in the IAA RAS . . . . .   | 220        |
| <b>Gusev V. D., Kuznetsov E. D.</b> Accuracy of age estimation methods for pairs of trans-Neptunian objects in close orbits . . . . .  | 223        |
| <b>Dedov E. O., Vinokurov A. S., Kostenkov A. E., Solovyeva Y. N.</b> Wind modeling of LBV-candidate in NGC 4736 . . . . .   | 227        |
| <b>Dyachenko A. V., Boley P., Kuznetsov E. D.</b> Development of additional functionality for young star objects models SED Fitter . . . . .   | 231        |
| <b>Zhuklevich G. S., Panchuk V. E.</b> Optimization of observational strategy in measurement of radial velocities using the cross-correlation method . . . . .   | 234        |
| <b>Zaripova F. Z., Fatkullina N. E., Knyazev A. G., Kuznetsov E. D.</b> Monitoring of the roll of structures of large-span sports facilities during construction . . . . .                             | 237        |
| <b>Zemlyanukha P. M., Pirogov L. E., Dombek E. M.</b> Dense cores with signs of collapse in the MALT90 survey . . . . .  | 241        |
| <b>Zolotarev R. V., Shustov B. M.</b> On the dynamics of meteoroid streams originating from NEA collisions . . . . .   | 245        |
| <b>Kalinina N. L., Kalinin A. A.</b> Comparison of observations of sunspot magnetic fields in CrAO and AO UrFU in the 24th cycle of solar activity . . . . .   | 249        |
| <b>Knyazev A. G., Lyu Lyan, Zaripova F. Z., Kuznetsov E. D.</b> Application of InSAR technology in observing deformations of engineering structures . . . . .  | 253        |
| <b>Krayani H. A.</b> Astronomy in St. Petersburg University in XVIII—XIX centuries. . . . .  | 257        |
| <b>Kuznetsov S. Yu.</b> Dust injection into the plasma sheath near the surface of active asteroids . . . . .   | 261        |
| <b>Kuznetsova A. A., Porfiriev D. P.</b> Theoretical study of the reaction of 1-acenaphthyl with molecular oxygen . . . . .  | 263        |
| <b>Kulesh M. V., Seleznev A. F.</b> Accounting the influence of the projection effect on the selection of cluster stars by proper motions . . . . .  | 267        |
| <b>Mikhnevich V. O.</b> Unresolved binary systems with white dwarfs in open clusters . . . . .   | 271        |
| <b>Nazarov S. V.</b> Early observations of supernova SN 2023ixf in the M101 galaxy . . . . .   | 275        |
| <b>Nazarov S. V.</b> Searching for asteroids with a "Sintez" telescope in Crimean astrophysical observatory . . . . .  | 279        |

|   |     |
|---|-----|
| <b>Nakibov R. S., Fedoseev G. S., Karteeva V. M., Medvedev M. G., Ozhiganov M. E., Sapunova U. A., Kuznetsov E. D., Vasyunin A. I.</b> Experimental data workflow optimisation in the UrFU Research Laboratory for Astrochemistry . . . | 283 |
| <b>Ozhiganov M. E., Fedoseev G. S., Medvedev M. G., Karteeva V. M., Nakibov R. S., Tryastsina A. S., Sapunova U. A., Vasyunin A. I.</b> HCN band strengths study in the interstellar ice analogues . . . . .                            | 287 |
| <b>Ostrovskii A. B., Vasyunin A. I.</b> Estimation of the distance to a nearest neighbour on the surface of a dust grain . . . . .  | 291 |
| <b>Pazukhin A. G., Zinchenko I. I.</b> Analysis of kinematics and stability in high-mass star forming regions . . . . .   | 295 |
| <b>Panchuk V. E., Yushkin M. V., Emelianov E. V., Zhuklevich G. S.</b> Temperature and position control of spectrographs in Nasmyth-2 focus BTA . . . . .   | 299 |
| <b>Perminov A. S., Kuznetsov E. D.</b> Construction of the averaged Hamiltonian of the eight-planetary problem . . . . .  | 303 |
| <b>Permyakova T. A., Seleznev A. F.</b> Study of clusters in the star-forming region G192+0.0   | 307 |
| <b>Petrashkevich I. V., Punanova A. F., Vasyunin A. I.</b> Comparison of deuterium fraction from observations and astrochemical model for cold dense cores . . . . .  | 310 |
| <b>Saleiko K. V., Popandopulo N. A., Bordovitsyna T. V.</b> Features of rejection of positional and photometric measurements when determining dynamic parameters of space debris objects . . . . .                                      | 314 |
| <b>Salii S. V., Sobolev A. M., Ladeischikov D. A., Yu H. Z., Liu Sh.-Y.</b> Study of methanol emission at frequencies 216–234 GHz in the high mass protostellar object G12.89+0.49 (IRAS18089–1732) . . . . .                           | 318 |
| <b>Smirnova K. I., Wiebe D. S.</b> Dust and gas of NGC 628 galaxy . . . . .   | 322 |
| <b>Sultanov I. M., Khaibrakhmanov S. A.</b> Numerical MHD simulations of the molecular filament evolution . . . . .   | 326 |
| <b>Tolstoy A. L., Medvedev Yu. D.</b> Determination of convex profile from asteroid light curve   | 330 |
| <b>Topchieva A. P., Molyarova T. S.</b> Influence of flare on the presence of pebbles for FEOSAD code . . . . .   | 334 |
| <b>Urunova R. M.</b> Determination of nutation angles based on processing hourly VLBI observations . . . . .  | 338 |
| <b>Fedotov A. A., Baluev R. V.</b> Investigating inhomogeneities in secondary eclipse brightness profiles in the infrared range using Spitzer’s model of intrapixel sensitivity variations . .  | 342 |
| <b>Khaibrakhmanov S. A.</b> Observational appearance of the protoplanetary disks with fossil magnetic field . . . . .   | 346 |
| <b>Chazov N. A., Tereshin D. D.</b> First results of the RoboPhot KAO URFU telescope . . .  | 350 |
| <b>Chugunov I. V., Marchuk A. A.</b> Examination of azimuthally-averaged surface brightness profiles of the spiral arms using decomposition . . . . .   | 353 |
| <b>Shishkina E. V., Morozova D. A.</b> Electric vector positional angle rotations in polarimetric observations of blazar OJ 287 . . . . .   | 357 |
| <b>Sholukhova O. N., Tikhonov N. A., Solovieva Yu. N., Sarkisian A. N.</b> Search for bright massive stars in the NGC 6946 galaxy . . . . .   | 361 |

Научное издание

**Физика космоса**

Труды 51-й Всероссийской с международным участием студенческой научной конференции  
(Екатеринбург, Россия, 29 января — 2 февраля 2024 г.)

Редактор Т. А. Федорова

Корректор Т. А. Федорова

Оригинал-макет Д. З. Вибе, Э. Д. Кузнецов, А. Б. Островский, С. В. Салий

Дата выхода в свет 14.08.2024. Формат 70 × 100 1/16.

Уч.-изд. л. 36,6. Объем данных 43.6 Мб

Гарнитура Times.

Издательство Уральского университета  
620000, Екатеринбург-83, ул. Тургенева, 4.

Тел.: +7(343) 358-93-06, 350-58-20

Факс +7(343) 358-93-06

E-mail: [press-urfu@mail.ru](mailto:press-urfu@mail.ru)

<http://print.urfu.ru>

Данное электронное сетевое издание размещено  
в электронном архиве УрФУ: [elar.urfu.ru](http://elar.urfu.ru)