

СОДЕРЖАНИЕ

Том 97, номер 4, 2020

Галактики со спадающими кривыми вращения <i>Д. И. Зобнина, А. В. Засов</i>	267
BVI_c наблюдения и поиск эволюционных изменений периода цефеиды V811 Oph <i>Л. Н. Бердников, А. А. Белинский, Н. И. Шатский, М. А. Бурлак, Н. П. Иконникова, Е. О. Мишин, Д. В. Черясов, С. В. Жуйко</i>	284
Лазерно-индуцированная диссоциация монослойно адсорбированных молекул метанола <i>В. Н. Варакин, М. С. Мурга</i>	293
Новая оценка скорости расширения ассоциации Скорпиона–Центавра по звездам типа Т Тельца из каталога GAIA DR2 <i>В. В. Бобылев, А. Т. Байкова</i>	301
Моделирование спектроскопических и интерферометрических наблюдений звезды Хербига VV Ser с помощью гибридных моделей <i>Л. В. Тамбовцева, А. Креплин, В. П. Гринин, Г. Вайгельт</i>	312
Мониторинг блазара J0238+1636 на РАТАН-600 и РТ-32 в 2014–2019 гг. <i>М. А. Харинов, В. К. Конникова, А. В. Ипатов, И. А. Ипатова, А. К. Эркенов</i>	328
Модулированные вспышкой 3- и 5-минутные колебания как средство зондирования солнечной атмосферы <i>А. А. Челтанов, Н. И. Кобанов</i>	341
Норма смещения положения небесного тела в одной задаче динамической астрономии <i>К. В. Холшевников, Н. Батмунх, К. И. Оськина, В. Б. Титов</i>	348

УДК 524.7-327

ГАЛАКТИКИ СО СПАДАЮЩИМИ КРИВЫМИ ВРАЩЕНИЯ

© 2020 г. Д. И. Зобнина^{1,*}, А. В. Засов^{2,3,**}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: zobninadaria@mail.ru

**E-mail: a.v.zasov@gmail.com

Поступила в редакцию 25.10.2019 г.

После доработки 18.12.2019 г.

Принята к публикации 20.12.2019 г.

Рассматривается выборка из 22 спиральных галактик, составленная по литературным данным. Кривые вращения этих галактик проходят через максимум на расстоянии более ~ 1 кпк от центра, с последующим спадом скорости вращения. Положение галактик на диаграммах TF и VTF показывает, что на одной последовательности с другими галактиками лежат максимальные значения скоростей вращения. Скорости на периферии диска для некоторых галактик существенно ниже ожидаемых значений для данной массы или светимости, что позволяет связать спад кривой вращения с пониженным вкладом темного гало в скорость вращения. Для 7 галактик с наиболее протяженными кривыми вращения оценена масса диска с учетом темного гало (“ньютоновская” модель) и при отсутствии гало в рамках модели модифицированной ньютоновской динамики (MOND). В четырех из них модель MOND встречается со сложностями при интерпретации кривой вращения: параметр модели a_0 для согласия с наблюдениями должен сильно отличаться от ожидаемого значения $a_0 \sim 10^{-8}$ см/с², а оценка массы диска превышает значение, вытекающее из ИК фотометрии и из модели максимального диска. Наиболее резкий конфликт с MOND имеет место для NGC 157.

DOI: 10.31857/S0004629920050059

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиальные зависимости скорости кругового вращения дисков галактик (кривые вращения) $V(R)$, как правило, с ростом R выходят на протяженный плоский участок, характеризующийся почти постоянным значением скорости вращения V_{flat} . Однако в небольшом количестве случаев скорость вращения возрастает или падает на больших расстояниях от центра (см., напр., [1–4]).

Известно, что форма кривой вращения коррелирует с оптическими характеристиками галактик (см. обсуждение вопроса в работе [5]). Галактики со спадающими кривыми вращения относятся, как правило, к галактикам с высокой светимостью и поверхностной яркостью, в то время как непрерывный рост $V(R)$ обычно встречается у карликовых галактик (см., напр., [6], где авторы представляют “универсальную кривую вращения”, зависящую только от интегральной светимости галактики). Однако даже для массивных галактик заметный спад скорости вращения на периферии наблюдается не часто, а там, где он

имеет место, в некоторых случаях он может не отражать профиль круговой скорости.

Наблюдаемый спад кривой вращения может иметь несколько причин.

1. Недооценка скорости вращения, связанная с ошибками измерений, которые могут быть обусловлены такими причинами, как крупномасштабные некруговые движения газа или искривление плоскости диска на периферии галактики. Первый фактор обычно проявляется как асимметрия кривой вращения и становится очевидным при анализе двумерного поля скоростей. Для учета искривления диска, как правило, используются модели, в которых диск разбивается на концентрические кольца (“tilted rings model” [7] при обработке полей скоростей галактик.

2. Массивный, концентрированный к центру диск, ответственный за высокую скорость вращения на $R \sim 2R_d$ (R_d — радиальная шкала диска), где вклад диска в кривую вращения максимален.

3. Массивный плотный балдж, который может быть ответственен за быстрое вращение диска в центральной части галактики, и, как следствие, спад скорости на больших R .

4. Маломассивное или слабо концентрирующееся к центру гало, которое не дает большого вклада в кривую вращения в пределах области измерений.

Моделирование распределения массы в галактиках со спадающими кривыми вращения позволяет не только оценить массы основных компонентов галактик в рамках стандартного ньютоновского подхода, но и проверить возможность приложения не-ньютоновских моделей гравитации без темной материи, в которых асимптотическая скорость вращения на больших расстояниях от центра R , соответствующих очень низким ускорениям, должна выходить на константу.

Из альтернативных подходов наибольшее развитие получил подход, называемый модифицированной динамикой Ньютона (MOND), предлагающий альтернативу темной материи для объяснения плато кривых вращения на периферии галактик [8]. Подробный обзор теории MOND и ее приложения к наблюдениям можно найти, например, в работе [9]. В MOND предлагается такой характер ускорения в гравитационном поле $a_M(R)$, который асимптотически совпадает с классическим ньютоновским законом $a_M = a_N$ при достаточно больших ускорениях $a_M \gg a_0 \sim 10^{-8}$ см/с². Однако с уменьшением ускорения оно все больше отличается от ньютоновского значения, так что при $a_M \ll a_0$ ускорение в поле тяготеющей сферы падает как R^{-1} вместо R^{-2} , что обеспечивает постоянство круговой скорости при фиксированной массе вещества. Параметр a_0 при этом имеет универсальный характер.

Наиболее веский аргумент в пользу MOND заключается в том, что в рамках этой теории получается простое объяснение зависимости между массой барионного вещества M_{bar} в галактиках и скоростями вращения внешних областей дисков V_{flat} (т.н. барионная зависимость Талли-Фишера, или BTG-зависимость), которая, как показывают наблюдения, обладает удивительно малым разбросом точек вдоль предсказываемого MOND соотношения $M_{\text{bar}} \sim V^4$ [10, 11]. Универсальный характер радиального изменения дисперсии скоростей звезд в эллиптических галактиках (по данным MANGA) также не входит в противоречие с MOND [12].

Возможность использования MOND для интерпретации кривых вращения галактик рассматривалась в целом ряде работ, но результаты остаются противоречивыми. Использование дополнительного параметра, действительно, позволяет

в большинстве случаев интерпретировать кривые вращения галактик без введения темного гало столь же успешно, как и при его наличии (см., напр., [13]). При этом некоторые авторы ставят под сомнение универсальность параметра a_0 при моделировании отдельных галактик, как, например, ESO138–G014 [14] или NGC 3109 [15]. В работе [16] показано, что для карликовых и LSB-галактик MOND в 3/4 случаях хорошо объясняет наблюдаемую форму кривой вращения.

Проверкой MOND может служить возможность объяснения кривых вращения со спадающей скоростью вращения внешних областей, а также сопоставление оценки масс звездных дисков в этой модели со значениями, следующими из фотометрических оценок.

Целью данной работы являются:

1. поиск особенностей у галактик со спадающими кривыми вращения в сравнении с галактиками с плоскими кривыми вращения;
2. проверка того, насколько хорошо описываются спадающие кривые вращения галактик в теории MOND по сравнению с классическим подходом, насколько выдерживается универсальный характер постоянной a_0 , и как оценки масс дисков согласуются с их фотометрическими характеристиками.

2. ВЫБОРКИ ГАЛАКТИК

2.1. Выборка галактик со спадающими кривыми вращения

Выборка включает 22 спиральные галактики, отобранные по данным из литературы по следующим критериям:

1. галактики не относятся к тесно взаимодействующим системам (не числятся в каталогах Apg, VV) и не имеют близко расположенных соседей сопоставимой светимости;
2. измеренная кривая вращения не короче половины фотометрического радиуса $R_{25}/2$;
3. падение скорости вращения после прохождения максимума в пределах области, охватываемой имеющейся кривой вращения, составляет не менее 10–15%;
4. измеренный радиальный профиль скорости вращения симметричен относительно центра.

Околоядерный максимум кривой вращения в пределах $\sim 1-1.5$ кпк от центра, который наблюдается у части галактик, нами не принимался во внимание, поскольку его причина иная, чем у более далекого от центра максимума, и связана с особенностями динамики центральных областей, обусловленной прежде всего существованием плотного балджа и/или контрастного бара.

Таблица 1. Выборка галактик со спадающими кривыми вращения

Галактика	d , Мпк	M_B , mag	Исп. линии	Ссылки	R_d , кпк	Ссылка
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
NGC 157 (SABb)	20.9	-21.2	H α , H I (2D)	[18, 19]	1.6	[20]
NGC 224 (Sb)	0.79	-21.2	H I (2D)	[21]	4.5	[21]
NGC 512 (Sab)	68.5	-21.3	H α , [N II] (1D)	[21]	2.9	[21]
NGC 582 (SBb)	61.6	-21	H α , [N II] (1D)	[21]	3.4	[21]
NGC 753 (SABc)	66.8	-21.8	H α (2D)	[22]	4.6	[23]
NGC 1642 (Sc)	62.1	-21.1	H α , H I (2D)	[24]	3.5	[24]
NGC 2599 (Sa)	68.4	-21.3	H α , H I (2D)	[24]	9.0	[24]
NGC 2841 (SBb)	14.1	-21.2	H I (2D)	[17]	4.6	[17]
NGC 2903 (Sbc)	8.9	-20.9	H I (2D)	[17]	2.8	[17]
NGC 3031 (Sab)	3.6	-20.7	H I (2D)	[17]	1.4	[25]
NGC 3521 (SABb)	10.7	-20.9	H I (2D)	[17]	1.2	[17]
NGC 3719 (Sbc)	78.6	-21.2	FP H α (2D)	[22]	3.6	*
NGC 3893 (SABc)	15.5	-20.7	FP H α (2D)	[26]	2.1	[26]
NGC 3992 (Sbc)	18.6	-21.3	H I (2D)	[27]	2.3	[28]
NGC 4138 (S0-a)	20.7	-19.4	N II, H I (2D)	[29]	1.4	[20]
NGC 4725 (SABa)	11.9	-20.7	H I (1D)	[30]	4.3	[30]
NGC 4736 (SABa)	4.7	-19.8	H I (2D)	[17]	1.5	[17]
NGC 5055 (Sbc)	10.1	-21.1	H I (2D)	[17]	3.6	[17]
NGC 5297 (Sc)	35	-21.4	FP H α	[22]	5.7	[31]
NGC 7793 (Scd)	3.9	-18.7	H I (2D)	[17]	1.3	[17]
UGC 10692 (Sb)	130	-21.5	H I (1D)	[21]	8.6	[21]
UGC 10981 (Sbc)	151	-21.9	H α , [N II] (1D)	[21]	5.1	[21]

Примечание. В столбцах приведены: (1) – название и тип галактики; (2) – принятое расстояние, Мпк; (3) – абсолютная зв. величина M_B , зв. вел.; (4) – спектральные линии, по которым строилась кривая вращения: щелевая (1D) или двумерная (2D) спектроскопия; (5) – источник кривой вращения; (6) – шкала диска R_d , кпк; (7) – источник шкалы диска. * – данные из настоящей работы.

Выборка, безусловно, является неполной и содержит те немногие сравнительно близкие галактики, которые, по мнению авторов, имеют в настоящее время наиболее надежно измеренные “спадающие” кривые вращения. Ссылки на первоисточники по кривым вращения приведены в табл. 1.

Одна из галактик выборки (NGC 753) находится в скоплении, часть галактик относится к парам или группам, но среди них нет тесных пар. В выборку входит NGC 3031, являющаяся главным членом группы, которая в линии H I демонстрирует признаки взаимодействия между галактиками. Однако мы включили ее в рассмотрение, поскольку NGC 3031 достаточно изолирована от галактик сопоставимой светимости, и имеет

хорошо изученную симметричную кривую вращения (см. [17] и ссылки на более ранние работы).

Фотометрические данные о галактиках и оценки потока в линии H I были взяты нами из базы данных HyperLeda¹ [32]. Расстояния до галактик принимались такими же, как и в статьях, из которых были взяты их кривые вращения. Во всех галактиках за пределами Местной группы расстояния примерно соответствуют постоянной Хаббла $H_0 = 75$ км/с/Мпк. В табл. 1 приведена основная информация о галактиках, включающая расстояние, абсолютную звездную величину, шкалу экспоненциального диска R_d , и данные, по которым получена кривая вращения (спектраль-

¹ <http://leda.univ-lyon1.fr>

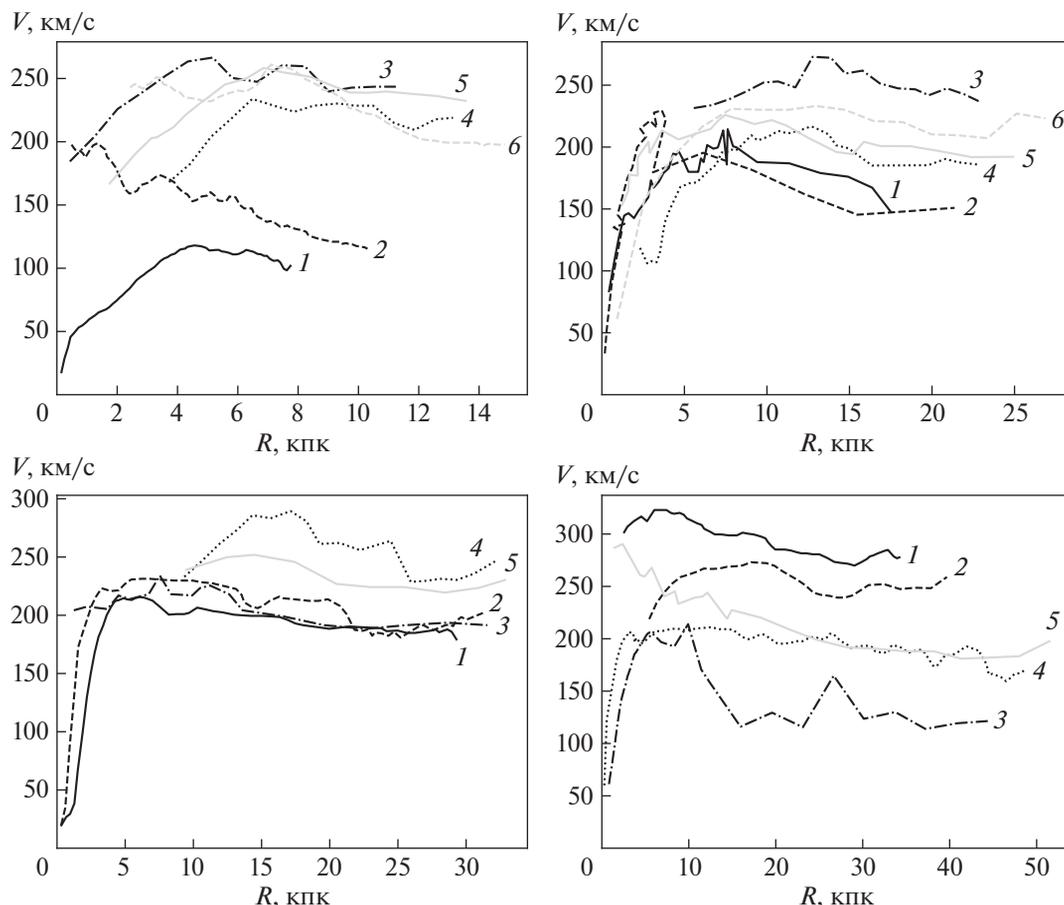


Рис. 1. Наблюдаемые кривые вращения галактик рассматриваемой выборки. Верхняя панель: слева – NGC 7793 (1), NGC 4736 (2), NGC 512 (3), NGC 582 (4), NGC 3719 (5), NGC 3031 (6); справа – NGC 3893 (1), NGC 4138 (2), UGC 10981 (3), NGC 5297 (4), NGC 753 (5), NGC 4725 (6). Нижняя панель: слева – NGC 2903 (1), NGC 3521 (2), NGC 1642 (3), UGC 10692 (4), NGC 224 (5); справа – NGC 2841 (1), NGC 3992 (2), NGC 157 (3), NGC 5055 (4), NGC 2599 (5).

ная линия, одномерное или двумерное распределение скорости).

Наблюдаемые кривые вращения для галактик, входящих в нашу выборку, приведены на рис. 1.

Среди рассматриваемых галактик есть как галактики с баром, так и без него, а именно, из 22 галактик сильные бары (тип SB) имеют две галактики, а в 14 галактиках явные признаки бара отсутствуют. Следовательно, бары не являются причиной наблюдаемого спада кривых вращения. В таблице присутствуют как галактики ранних морфологических типов (например, NGC 4138, NGC 2599), так и поздних (например, NGC 5297, NGC 7793), как галактики с флоккулентными ветвями (NGC 2841, NGC 3521, NGC 5055), так и с упорядоченной спиральной структурой Grand Design (NGC 3031, NGC 2903, NGC 3992, NGC 157). Можно заключить, что галактики со спадающими кривыми вращения не обладают какими-либо заметными морфологическими особенностями.

2.2. Подвыборка галактик с наиболее длинными кривыми вращения

Для декомпозиции кривой вращения (см. раздел 4) мы использовали только те галактики из табл. 1, кривая вращения которых по наблюдениям в линии H I по опубликованным данным прослеживается дальше оптического радиуса. Эти галактики приведены в табл. 2. Для них кривые вращения были получены с использованием “tilted rings model”, т.е. изменение наклона диска с расстоянием от центра уже учтено и не должно являться причиной спада кривой вращения. В таблице приведен фотометрический радиус R_{25} , расстояние R_{lim} , на котором наблюдается спад скорости вращения на величину ΔV , и отношение ΔV к максимальной скорости вращения V_{max} . Все кривые вращения галактик описанной выше подвыборки приведены на рис. 1.

Ниже даны краткие комментарии к отдельным галактикам этой подвыборки.

Таблица 2. Подвыборка галактик с длинными кривыми вращения

Галактика	R_{25} , кпк	R_{lim}	$\Delta V/V_{\text{max}}$	Ссылки
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
NGC 157	11.3	$2R_{25}$	46	[18]
NGC 2841	13.8	$2R_{25}$	16	[33]
NGC 2903	18.1	$1.4R_{25}$	14	[34]
NGC 3031	12.0	$1.2R_{25}$	24	[3]
NGC 3521	13.2	$2R_{25}$	17	[33]
NGC 3992	24.5	$1.1R_{25}$	11	[27]
NGC 5055	17.3	$2.2R_{25}$	18	[33]

Примечание. В столбцах приведены: (1) – название галактики; (2) – оптический радиус R_{25} , кпк; (3) – расстояние R_{lim} , на котором скорость вращения уменьшается на ΔV ; (4) – отношение ΔV к максимальной скорости вращения V_{max} ; (5) – ссылки на работы по распределению плотности Н I.

NGC 157. Расстояние от NGC 157 до ближайшей галактики сравнимой светимости составляет не менее 1.3 Мпк [18], т.е. эту галактику можно считать изолированной. Спиральный узор галактики имеет 12-й класс по Эльмегрин [35], т.е. галактика обладает четко выраженными симметричными спиральными рукавами. Но регулярная спиральная структура простирается лишь до радиуса около $1'$ (~6 кпк), потом структура становится флоккулентной или разбивается на много рукавов [19]. Наблюдения Н I демонстрируют изгиб диска, полученный из кинематических данных, и значительное уменьшение скорости вращения сразу за оптическим радиусом R_{25} , что позволяет предположить низкую массу, либо низкую концентрацию темного гало [18].

NGC 2841. Это близкая массивная галактика с флоккулентными спиральными, имеющая яркий классический балдж [36]. Галактика изолированная, и не проявляет никаких следов прошлых взаимодействий [37].

NGC 2903. Это галактика с активным звездообразованием, которую также можно отнести к числу изолированных [38]. Она богата газом, имеет звездный бар и два симметричных протяженных спиральных рукава.

NGC 3031. Это близкая галактика, имеющая симметричные ярко выраженные спиральные рукава (тип 12 по классификации Эльмегрин [35]). Горб на кривой вращения наблюдается на расстоянии ~7.5 кпк от центра [17]. Мощные спиральные ветви и связанные с ними некруговые движения газа ответственны за локальные детали на кривой вращения, однако внешние области галактики вращаются определенно медленнее, чем внутренние. Вместе с M82 и NGC 3077 эта галактика образует взаимодействующую систему (см., напр., [39]).

NGC 3521. По классификации спиральных рукавов по Эльмегрин NGC 3521 относится к типу 3 [35], т.е. у нее флоккулентные спирали. Эта галактика имеет классический балдж, очень большой и яркий, внутри которого наблюдаются очаги звездообразования [36]. Галактика не имеет близких соседей сравнимой светимости.

NGC 3992. Это одна из самых массивных галактик скопления Ursa Major. Она имеет мощный бар, два симметричных туго закрученных спиральных рукава с ответвлениями и “шпурами”.

NGC 5055. Галактика имеет тип 3 по классификации Эльмегрин [35], т.е. обладает флоккулентным спиральным узором. У галактики имеется псевдобалдж, в котором происходит активное звездообразование [36]. NGC 5055 имеет протяженный искривленный на периферии диск нейтрального водорода, простирающийся значительно дальше оптического диска [40]. Галактика входит в близкую группу M51 [41]. Ближайшая галактика сравнимой светимости (UGC 8313) находится на расстоянии 70 кпк (в картинной плоскости) от NGC 5055.

3. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ГАЛАКТИК СО СПАДАЮЩИМИ КРИВЫМИ ВРАЩЕНИЯ

3.1. Зависимость Талли–Фишера и барионная зависимость Талли–Фишера

На рис. 2 представлено положение рассматриваемых нами галактик на зависимости Талли–Фишера (TF), где сопоставляется абсолютная звездная величина M_K с максимальной скоростью вращения V_{max} (рис. 2, слева) и скоростью вращения наиболее далеких от центра областей V_{far} (рис. 2, справа). Для сравнения, прямыми линиями показана линейная зависимость для галактик обзора GHASP, полученная в работе [42]. Мы

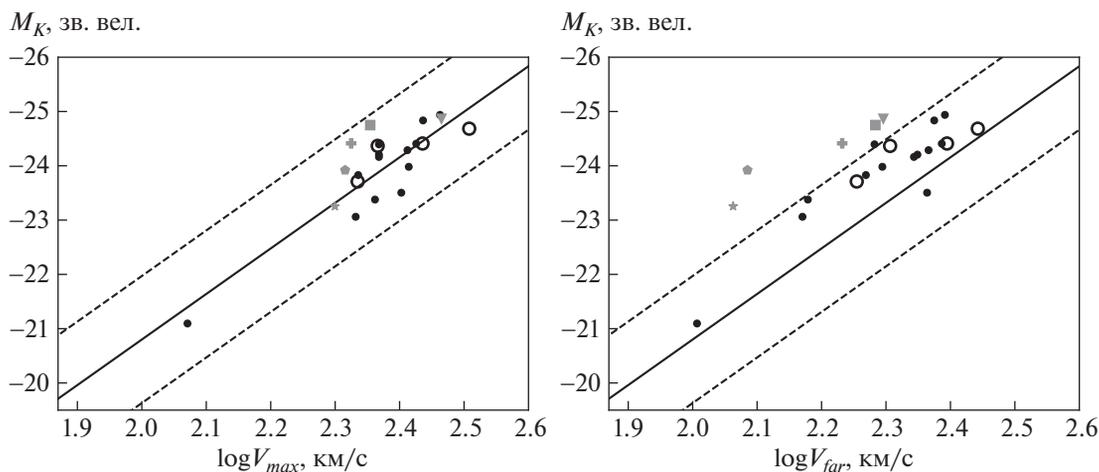


Рис. 2. Зависимости Талли–Фишера (TF) в полосе K для максимальной скорости вращения V_{\max} (слева) и скорости на периферии галактики V_{far} (справа) для галактик со спадом кривой вращения. Прямыми линиями показаны зависимости TF для галактик обзора GNASP, штриховым линиям соответствует ошибка (1σ) нуля-пункта зависимости согласно [42]. Отмечены галактики, которые выходят за пределы 1σ на рисунке справа: треугольником – NGC 2599, квадратом – NGC 753, крестом – NGC 5055, пятиугольником – NGC 157, звездочкой – NGC 4736, кружками отмечены галактики из подвыборки с наиболее длинными кривыми вращения (см. раздел 2.2).

остановили свой выбор на галактиках этого обзора в качестве галактик сравнения, поскольку их кривые вращения определены с хорошим угловым и линейным разрешением (по наблюдениям в линии H_{α}) с использованием единой методики, и на основании двумерных полей скоростей. Последнее позволяет более точно измерять углы ориентации диска, и, следовательно, скорости вращения в области максимума или выхода на плато. Среди 83 галактик обзора GNASP лишь три демонстрируют спад кривой вращения (одна из них входит в нашу выборку).

Полученная в [42] зависимость TF для галактик GNASP с $M_K < -20$ имеет вид:

$$M_K = (-4.02 \pm 1.17) - (8.39 \pm 0.52) \log V_{\max}. \quad (1)$$

Для нашей выборки галактик со спадающими кривыми вращения значение M_K определялось из интегральных величин K_s или K , взятых из базы данных NED. Кружками отмечены галактики с наиболее длинными кривыми вращения (см. раздел 2.2). Прямая линия на рисунках – зависимость для галактик GNASP [42]. Штриховым линиям соответствует ошибка (1σ) нуля-пункта этой зависимости (согласно [42]). Практически все галактики GNASP с симметричными кривыми вращения лежат внутри коридора значений, ограниченного этими линиями.

Как следует из приведенных диаграмм, галактики со спадающими кривыми вращения лучше согласуются с зависимостью (1), если скорость их вращения характеризовать величиной V_{\max} (меди-

ана отклонения значений скорости для $\log V_{\max}$ составляет 0.04, а для $\log V_{\text{far}} - 0.09$), причем для галактик из подвыборки с длинными кривыми вращения этот эффект выражен сильнее. Это позволяет считать, что у галактик со спадающими кривыми вращения чаще именно максимальная скорость вращения оказывается нормальной для их светимости. Спад кривой вращения, по-видимому, связан с пониженной (для данной светимости галактики) скоростью вращения внешних областей диска, а не с повышенной скоростью вращения центральных областей. В этом случае спадание кривой вращения на больших R должно быть обусловлено не более сконцентрированным к центру диском или балджем, а менее сконцентрированным или менее массивным гало.

Заметим, что в работе [2], где анализировались зависимости TF для галактик скопления UMa, был получен несколько иной вывод: галактики, скорости вращения которых проходят через максимум, оказываются на одной зависимости с галактиками с плоской кривой вращения, если рассматривать скорость V_{far} на больших R . Сходный вывод был получен позднее в работе [11] для выборки из 32 галактик с кривыми вращения, взятыми из различных источников. Расхождение с нашими выводами объясняется различием углов наклона и нуля-пунктов в зависимостях TF, использовавшихся в качестве сравнения, а также небольшим количеством галактик со спадом скорости вращения в цитированных работах (5 галактик в работе [2] и 9 в [11]).

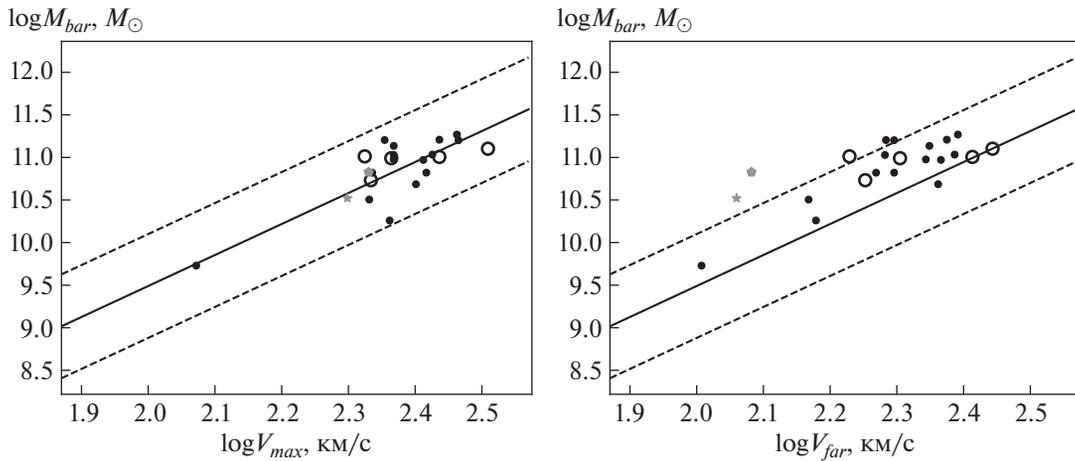


Рис. 3. Положение галактик на барионной зависимости Талли–Фишера (ВТФ) для максимальной (слева) и периферийной (справа) скоростей вращения. Обозначения те же, что на рис. 2.

Более глубокий физический смысл имеет барионная зависимость Талли–Фишера (ВТФ) между барионной массой и скоростью вращения дисков. Как и в случае зависимости TF, мы в качестве сравнения используем зависимость, полученную в [42] для галактик GHASP:

$$\log M_{\text{bar}} = (2.21 \pm 0.61) + (3.64 \pm 0.28) \log V, \quad (2)$$

где M_{bar} – полная барионная масса галактики, V – скорость вращения.

Барионная масса для галактик нашей выборки определялась как сумма массы звезд и массы H I (умноженной на 1.4 для учета более тяжелых элементов), которая вычислялась из параметра $m21$ (по HyperLeda):

$$m21 = -2.5 \log f + 17.40, \quad (3)$$

где f – интегральный поток излучения в линии H I в Ян · км/с.

Медиана отношения массы газа к барионной массе составляет ~0.2 для выборки в целом и ~0.1 для галактик с наиболее протяженными кривыми вращения, максимальное значение этого отношения равно 0.34. Поскольку масса газа составляет для рассматриваемых галактик лишь небольшую долю барионной массы, ошибки в ее определении слабо влияют на положение рассматриваемых галактик на диаграмме ВТФ.

Звездная масса галактик M_* оценивалась по абсолютной звездной величине M_K , а отношение M/L_K для удобства сравнения с галактиками контрольной выборки GHASP принималось равным 0.8, как и в работе [42]. Это значение следует из модели де Джонг [43] для звездного населения с возрастом 12 млрд. лет с солнечной металличностью,

постоянным темпом звездообразования и начальной функцией масс Солпитера. Заметим, что такое значение M/L_K , по-видимому, в большинстве галактик с активным звездообразованием является завышенным (см., напр., [11, 44]).

На рис. 3 прямой линией отмечена зависимость (2) для галактик GHASP, штриховыми линиями – коридор значений 1σ , отражающий точность определения нуля-пункта зависимости [42]. Кружками отмечены галактики из подвыборки с наиболее длинными кривыми вращения. На правом графике, построенном для скорости V_{far} , разброс точек вдоль горизонтальной оси больше по сравнению с левым, что отражает более значительный интервал значений скорости V_{far} по сравнению с V_{max} .

На рис. 3, справа, где с барионной массой сопоставляется скорость внешних областей галактик, наблюдается систематический сдвиг относительно зависимости для галактик GHASP (среднее значение отклонения $\log V_{\text{far}} = 0.09$), примерно равный сдвигу на зависимости TF. Как из зависимости TF, так и из ВТФ, следует, что по крайней мере три галактики (NGC 157, NGC 4736 и NGC 5055) отличаются аномально низкой скоростью вращения V_{far} для данной массы или светимости.

3.2. Содержание нейтрального водорода

Известно существование тесной корреляции между интегральной массой водорода M_{HI} и удельным моментом вращения диска, который, следуя более ранним работам, будем считать пропорциональным произведению скорости вращения на диаметр D_{25} или радиальную шкалу диска

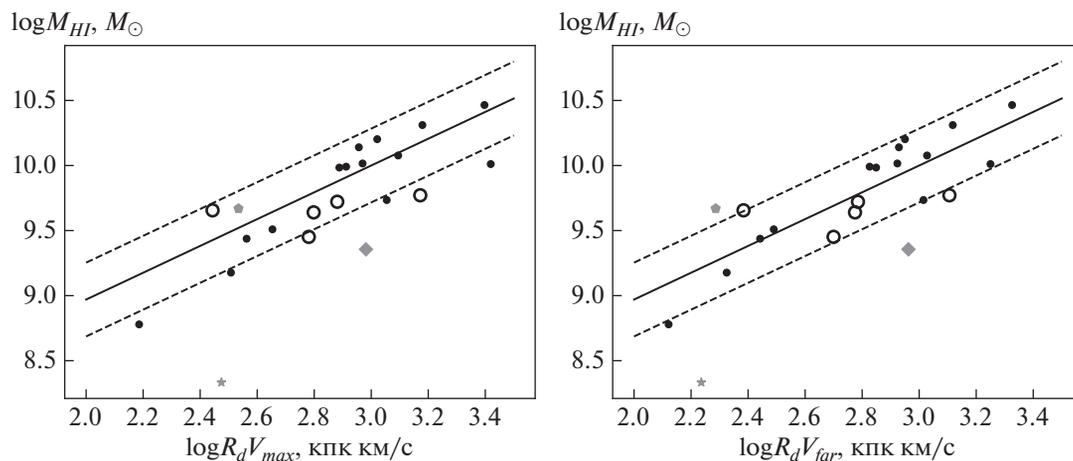


Рис. 4. Положение рассматриваемых галактик на диаграммах, связывающих интегральную массу H I с параметрами, характеризующими удельный момент вращения. Прямые линии относятся к изолированным галактикам поздних типов, используемых для сравнения согласно [45]. Штриховыми линиями показан разброс в 1σ для галактик сравнения. Отмечены галактики, наиболее сильно отклоняющиеся от опорной зависимости, на рисунке справа отмечены галактики, наиболее сильно отклоняющиеся от опорной зависимости: звездочкой – NGC 4736, ромбом – NGC 4725, пятиугольником – NGC 157, кружками обозначены галактики из подвыборки с наиболее длинными кривыми вращения.

R_d (см., напр., [45] и ссылки в этой статье). Поскольку фотометрический диаметр, в отличие от радиальной шкалы диска, зависит от поверхностной яркости диска, здесь мы рассмотрим соотношения между $\log M_{\text{HI}}$ от $R_d V_{\text{max}}$ и $R_d V_{\text{far}}$. На рис. 4 они сравниваются с зависимостью

$$\log M_{\text{HI}} = 1.03 \log(R_d V) + 6.91, \quad (4)$$

полученной в работе [45] для изолированных спиральных галактик поздних типов с умеренным углом наклона диска (сплошная линия). Масса M_{HI} выражена в массах Солнца, R_d – в кпк, и V – в км/с. Кружками отмечены галактики из подвыборки с наиболее длинными кривыми вращения.

Медианы отклонения точек выборки от зависимости (4) и для V_{max} , и для V_{far} меньше разброса 1σ относительно сплошной прямой линии. Следовательно, рассматриваемые галактики со спадающими кривыми вращения не отличаются заметным образом по содержанию нейтрального водорода от галактик, для которых было получено выражение (4). Построение аналогичной зависимости с использованием оптического диаметра D_{25} вместо R_d (здесь не приводится) демонстрирует сходный результат. Заметим, что две из рассматриваемых галактик (NGC 4725 и NGC 4736), относящиеся к типу Sa, обладают дефицитом H I, что вполне ожидаемо, поскольку зависимость, с которой проводится сравнение, построена для галактик поздних типов.

4. ДЕКОМПОЗИЦИЯ ДЛИННЫХ КРИВЫХ ВРАЩЕНИЯ В МОДЕЛЯХ НЬУТОНОВСКОЙ ГРАВИТАЦИИ И MOND

В предыдущем разделе использовались лишь грубые оценки интегральной барионной массы галактик. Для моделирования кривой вращения выбранных галактик и ее декомпозиции на составляющие, связанные с различными компонентами галактик, требуется знать распределение массы газа и звезд вдоль радиуса. Если распределение наблюдаемой массы газа следует из наблюдений H I, то учет массы звездного населения – задача более сложная. Масса звездного населения M_* оценивалась нами двумя способами: во-первых, через светимость в ближнем ИК диапазоне и отношение M/L , соответствующее показателю цвета галактики, и, во-вторых, путем моделирования кривой вращения в модели максимальной массы диска при свободном выборе M/L , что дает оценку верхнего предела M_* .

4.1. “Ньютоновская” декомпозиция кривой вращения

Кривая вращения представлялась суммой четырех компонентов: диск, балдж, газовый слой и гало. Диск и газовый слой считались тонкими, балдж и гало – сферическими. При этом принималось, что радиальное распределение поверхностной плотности звездного диска следует фотометрическому профилю в ближнем ИК диапазоне. Для выделения профиля яркости диска условно считалось, что она преобладает над ярко-

стью балджа, начиная с радиуса, где имеет место резкий подъем к центру радиального профиля яркости, выраженной в логарифмической шкале. Переход от распределения яркости диска галактики к распределению плотности осуществлялся путем умножения яркости, выраженной в солнечных единицах $[L_{\odot}/\text{пк}^2]$ на отношение массы к светимости M/L , которое в общем случае считалось зависящей от показателя цвета (см. ниже). Для далеких областей диска, где нет прямых измерений фотометрического профиля, последний аппроксимировался экспоненциальным законом со шкалой, соответствующей прилежащим областям, более близким к центру. Заметим, что на периферии галактики, в присутствии массивного гало вклад диска в кривую вращения, как правило, мал, поэтому ошибка, связанная с такой экстраполяцией, невелика.

Поверхностная яркость в единицах [зв. вел./угл. с²] переводилась в солнечные единицы $[L_{\odot}/\text{пк}^2]$ через соотношение

$$\log \mu \left[\frac{L_{\odot}}{\text{пк}^2} \right] = 0.4 \left(21.57 - \mu \left[\frac{\text{зв. вел.}}{\text{угл. с}^2} \right] + M_{\odot,K} \right), \quad (5)$$

где абсолютная звездная величина Солнца в поясе K $M_{\odot,K}$ принималась равной 3.28 [46].

Для оценки отношения масса-светимость на 3.6 мкм использовалась зависимость $M/L_{3.6}$ от $B-V$, предложенная Мак Го и др. [47] для модели [48]:

$$\log M/L_{3.6} = -0.861 + 0.849(B - V). \quad (6)$$

Значения $M/L_{3.6}$ и M/L_K тесно связаны между собой, поскольку оба относятся к ближнему ИК диапазону. Следуя работе [49], мы использовали линейное соотношение

$$M/L_{3.6} = 0.92M/L_K - 0.05. \quad (7)$$

Для рассматриваемых галактик полученные отношения M/L_K находятся в диапазоне от 0.44 до 0.76 солнечных единиц. Заметим, что отношения массы к светимости зависят от используемых моделей звездной эволюции и от таких трудно учитываемых параметров, как начальная функция масс и химический состав звезд. Поэтому различные модели дают заметно отличающиеся значения, однако даже для наиболее “красных” галактик с солнечным химсоставом редко превышают 0.8, что находится в согласии с независимыми динамическими оценками масс дисков (см. обсуждение в работах [4, 11]).

Декомпозиция кривой вращения проводилась с использованием программы GRVolsu, разработанной Д.С. Мухатовым (Волгоградский государственный университет), которая позволяет моделировать кривые вращения галактик, состоящих из различного числа компонентов, с задаваемым профилем распределения массы каждого компонента в рамках “ньютоновской” механики. Кривая вращения сравнивалась с моделью, включающей балдж (модель Кинга с массой, определенной по фотометрическому профилю), тонкий звездный диск, тонкий газовый диск, и гало (профиль NFW). Параметры компонентов подбирались таким образом, чтобы они с минимальной ошибкой соответствовали кривой вращения в модели максимального диска [50]. Заметим, что для галактик, где балдж (псевдобалдж) имеет относительно небольшую массу, к которым относится большинство рассматриваемых объектов, результаты слабо зависят от принимаемой модели балджа, которая в нашем случае является довольно грубым приближением: балдж определяет форму кривой вращения лишь во внутренней области диска и мало влияет на скорость спадающей части кривой вращения.

Проверка показала, что при использовании изотермического профиля гало вместо профиля NFW, как и при учете конечной толщины диска ($2z_0/D \approx 0.2$, где z_0 и D – полутолщина и диаметр диска соответственно) результаты качественно не меняются.

4.2. Построение кривой вращения в модели MOND

По теории MOND, ускорение тела на круговой орбите a_M при малых ускорениях превышает ускорение a_N , ожидаемое в ньютоновской теории гравитации. Отличие между этими ускорениями пренебрежимо мало при $a_N \gg a_0$ и является существенным при $a_N \approx a_0$ или меньше, где a_0 является универсальным физическим параметром. Интерпретация зависимости ВТФ в рамках MOND приводит к оценке $a_0 = (1.3 \pm 0.3) \times 10^{-8}$ см/с² [10]. Переход между этими предельными случаями можно описать простым выражением [30]: $a_N = a_M \mu(x)$, где $\mu(x) = x/\sqrt{1+x^2}$, $x = (a_M/a_0)$. При малых ускорениях $a_M = \sqrt{a_N a_0}$.

Для построения кривой вращения в модели MOND бралась описанная выше “ньютоновская” модель галактики, из которой убиралось гало, то есть сохранялись радиальные профили плотности барионных компонентов, взятые из фотометрии, однако отношение массы к светимости звездного населения рассматривалось уже как свободный параметр. Затем для ряда значений M/L_K вычислялось “ньютоновское” ускоре-

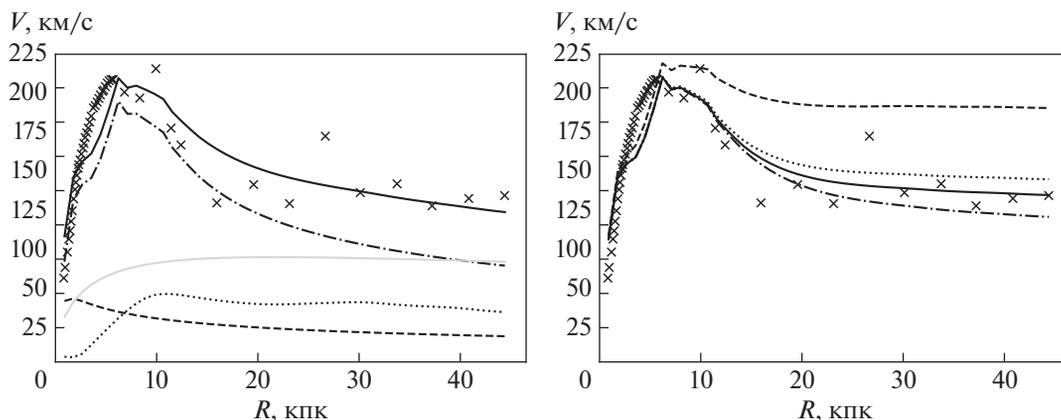


Рис. 5. NGC 157. Слева – декомпозиция кривой вращения в “ньютоновской” модели максимального диска. Крестиками показана наблюдаемая кривая вращения, черной сплошной линией – модельная кривая вращения, остальными линиями – профили различных компонентов: балджа (пунктиром), диска (штрих-пунктиром), газа (штриховой линией), гало (серой сплошной линией); справа – сопоставление с моделями MOND; крестиками показана наблюдаемая кривая вращения, пунктирной линией, сплошной, штриховой и штрих-пунктирной – для моделей с $a_0 = 1.2, 0.2, 0.3$ и 0.1×10^{-8} см/с² соответственно.

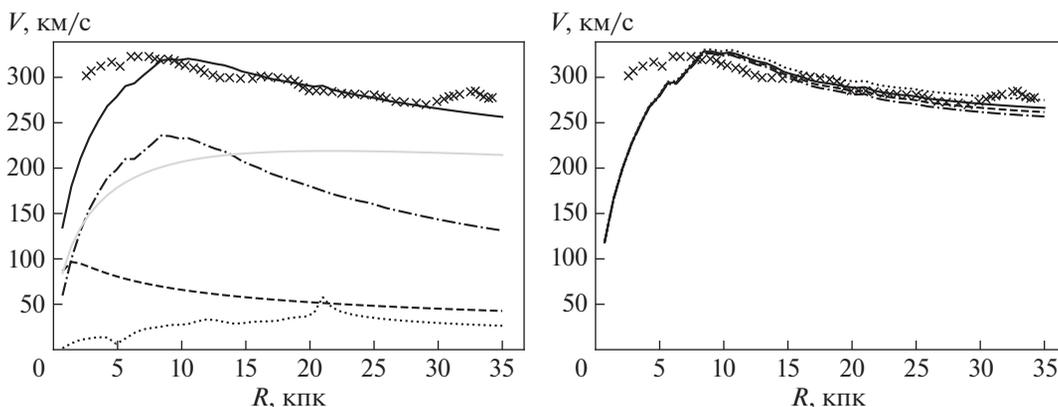


Рис. 6. NGC 2841. Слева – декомпозиция кривой вращения в “ньютоновской” модели максимального диска, обозначения те же, что на рис. 5; справа – сопоставление с моделями MOND, крестиками обозначена наблюдаемая кривая вращения, пунктирной, сплошной, штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны зависимости для модели MOND при $a_0 = 1.2, 1.3, 1.5$ и 1.1×10^{-8} см/с² соответственно.

ние, связанное с барионными компонентами (их масса приходится в основном на звездные диски) $a_N = V^2/R$, где V – скорость вращения, которая была бы при отсутствии гало, и определялись соответствующие значения a_M с использованием приведенных выше соотношений. Это позволяло для выбранного значения M/L_K построить кривую вращения галактики, соответствующую MOND (см. рис. 5–11). Величина a_0 рассматривалась как свободный параметр, выбор его модельного значения проводился по наилучшему согла-

сию (по визуальной оценке) с наблюдаемой кривой вращения для внешних областей галактики с модельной кривой.

Отметим важную особенность MOND: ускорения тел, которыми оперирует эта теория, включают ускорения, связанные как с внутренними гравитационными силами в рассматриваемой системе, так и с внешними полями (с очевидным нарушением строгого выполнения принципа эквивалентности (см. обсуждение в [9])). Однако в нашем случае это обстоятельство не играет роли: вблизи галактик, выбранных для моделирования,

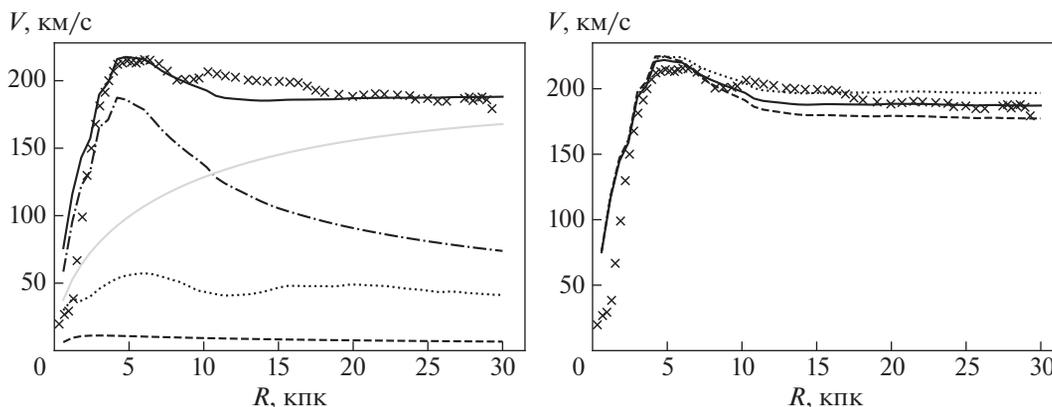


Рис. 7. NGC 2903. Слева — декомпозиция кривой вращения в “ньютоновской” модели максимального диска, обозначения те же, что на рис. 5; справа — сопоставление с моделями MOND; крестиками обозначена наблюдаемая кривая вращения, пунктирной, сплошной и штриховой линиями показаны зависимости для модели MOND при $a_0 = 1.2, 1.6$ и $2.0 \times 10^{-8} \text{ см/с}^2$ соответственно.

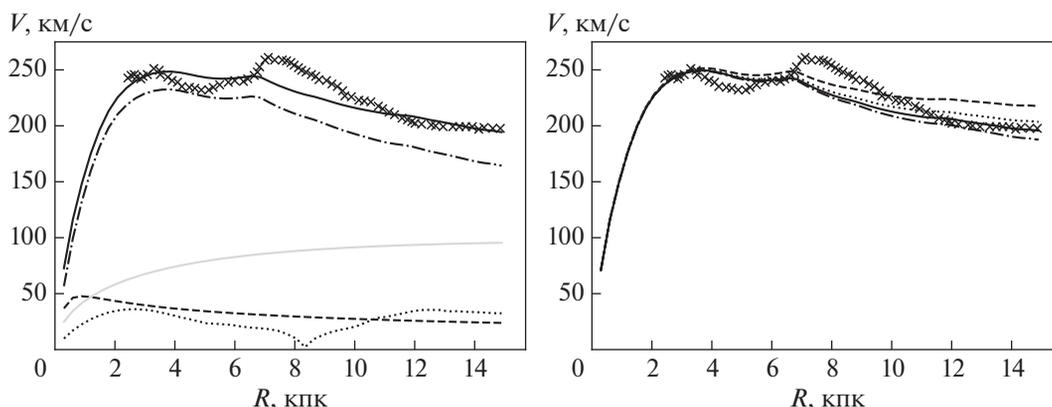


Рис. 8. NGC 3031. Слева — декомпозиция кривой вращения в “ньютоновской” модели максимального диска, обозначения те же, что на рис. 5; справа — сопоставление с моделями MOND; крестиками обозначена наблюдаемая кривая вращения, пунктирной, сплошной, штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны зависимости для модели MOND при $a_0 = 1.2, 0.6, 0.8$ и $0.4 \times 10^{-8} \text{ см/с}^2$ соответственно.

нет массивных соседей, способных создать преобладающее ускорение.

4.3. Результаты и обсуждение

Результаты декомпозиции кривых вращения в модели ньютоновской гравитации и построение кривых вращения в модели MOND для семи галактик, входящих в подвыборку галактик с наиболее длинными кривыми вращения, приведены на рис. 5–11 и в табл. 3. Отношения массы к светимости для “ньютоновской” модели (M/L_K^N) или для MOND (M/L_K^M) обозначаются с верхним индексом N или M соответственно (с указанием фотометрической полосы).

Сделаем замечания по каждой из семи галактик.

NGC 157. Модель, построенная в предположении “ньютоновской” гравитации, объясняет наблюдаемую кривую вращения вблизи максимума и на периферии. При этом полученное отношение M/L_K^N отличается на $\sim 30\%$ от значения, которое базируется на фотометрических оценках. В MOND наилучшее соответствие с наблюдаемой кривой вращения достигается при очень низком значении $a_0 = 0.2 \times 10^{-8} \text{ см/с}^2$. Однако отношение M/L_K^M , требуемое для объяснения кривой вращения, оказывается при этом значительно выше значения, которое соответствует цвету звездного

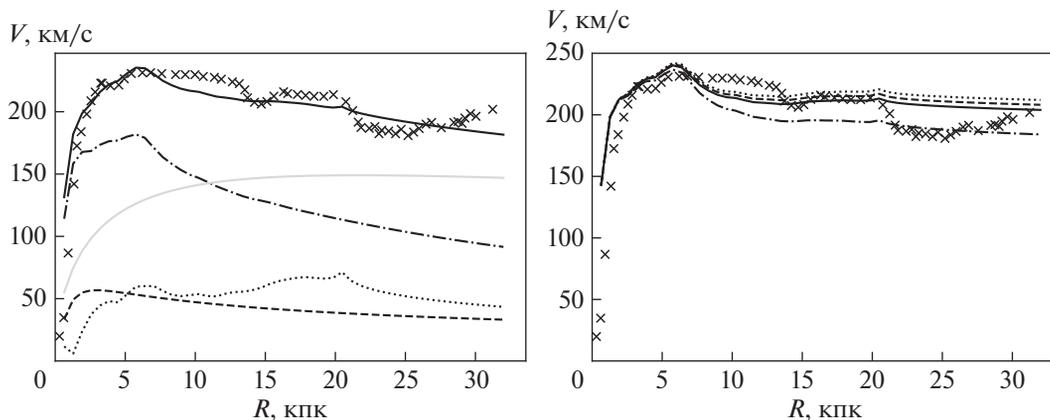


Рис. 9. NGC 3521. Слева – декомпозиция кривой вращения в “ньютоновской” модели максимального диска, обозначения те же, что на рис. 5; справа – сопоставление с моделями MOND; крестиками обозначена наблюдаемая кривая вращения, пунктирной, сплошной, штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны зависимости для модели MOND при $a_0 = 1.2, 1.1, 1.3$ и $0.7 \times 10^{-8} \text{ см/с}^2$ соответственно.

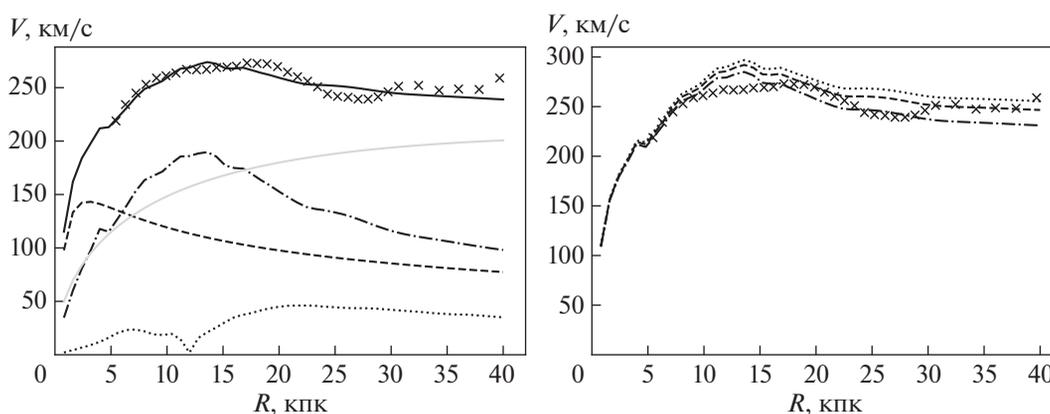


Рис. 10. NGC 3992. Слева – декомпозиция кривой вращения в “ньютоновской” модели максимального диска, обозначения те же, что на рис. 5; справа – сопоставление с моделями MOND; крестиками обозначена наблюдаемая кривая вращения, пунктирной, штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны зависимости для модели MOND при $a_0 = 1.2, 1.4$ и $0.9 \times 10^{-8} \text{ см/с}^2$ соответственно.

населения, а масса диска – значительно превышает массу максимального диска в ньютоновской модели.

NGC 2841. Наблюдаемая кривая вращения, кроме центральной области галактики, удовлетворительно описывается моделью с ньютоновской гравитацией, хотя отношение $M/L_K^N = 0.96$ в модели максимального диска оказывается выше, чем значения, получаемые из звездных моделей, которые в полосе K или $3.6 \mu\text{м}$ для спиральных галактик, как правило, не превышают $0.6\text{--}0.7$ [11, 17, 47]).

Модели кривой вращения NGC 2841 в модели MOND, приведенные на рис. 6, согласуются с на-

блюдениями почти так же хорошо, как и в модели максимального диска. Если выбрать a_0 таким образом, чтобы наилучшим образом описывалась наблюдаемая кривая вращения на больших R , то в области максимума будет заметное рассогласование. Если же уменьшать параметр a_0 для описания области максимума, то на периферии кривая вращения будет немного ниже наблюдаемой. Однако масса диска для принимаемых значений a_0 примерно в два раза превышает массу звездного населения, полученную из фотометрических данных, и на $\sim 50\%$ превышает массу для модели максимального диска в рамках “ньютоновской” гравитации.

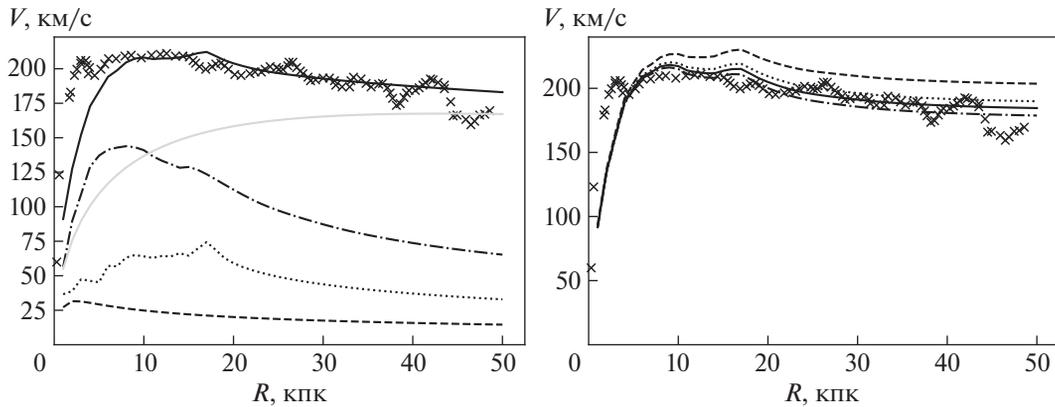


Рис. 11. NGC 5055. Слева – декомпозиция кривой вращения в “ньютоновской” модели максимального диска, обозначения те же, что на рис. 5; справа – сопоставление с моделями MOND; крестиками обозначена наблюдаемая кривая вращения, пунктирной, сплошной линией, штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны зависимости для модели MOND при $a_0 = 1.2, 0.8, 0.9$ и 0.7×10^{-8} см/с² соответственно.

NGC 2903. Если при декомпозиции наблюдаемой кривой вращения использовать фиксированное значение отношения $M/L_{3.6}^N$ и рассматривать его как свободный параметр, то ее оптимальное значение окажется близким к 1.4, что более чем вдвое превышает характерные максимальные значения, следующие из моделей звездного населения [11, 47]. Однако это близко к аномально высокой оценке $M/L_{3.6}^N = 1.23$, полученной для внешних областей этой галактики в динамической модели с переменным вдоль радиуса отношением массы к светимости из работы [17], что указывает на особенности фотометрических характеристик ее звездного населения. Поэтому в данной работе мы в обоих моделях (“ньютоновской” и MOND) использовали изменяющееся вдоль радиуса отношение $M/L_{3.6}^N$, полученное де Блок и др. [17].

Рис. 7 показывает, что в “ньютоновской” модели кривая вращения хорошо разделяется на компоненты, кроме участка 10–17 кпк и центральной области, где наблюдаемые скорости оказываются ниже, чем модельные, хотя вклад балджа в модельную кривую вращения мал. Модельная кривая вращения NGC 2903 в рамках MOND при выборе подходящего значения a_0 также согласуется с профилем скорости вращения во внешней области галактики, но хуже описывает область максимума, в то время как “ньютоновская” модельная кривая хорошо описывает и периферию, и область максимума. Обе модели плохо объясняют наблюдаемые скорости газа на радиальном расстоянии 10–17 кпк, где, по-видимому, присутствуют некруговые движения. Значения параметра a_0 , полученные при моделировании, согласуются с принятым в MOND зна-

чением. Однако при этом отношение M/L_K^M в MOND почти в 3 раза превышает значение, вытекающее из фотометрии, и на ~50% значение в модели максимального диска.

NGC 3031. Модель максимального диска для этой галактики рассчитывалась так, чтобы она описывала ближайший к центру галактики максимум, поскольку наблюдаемая кривая вращения в области более далекого максимума на ~7.5 кпк, по-видимому, искажена некруговыми движениями газа в мощных спиральных рукавах [17]. Поэтому построенная модель хорошо объясняет кривую вращения до 4 кпк и после 11 кпк, при этом фотометрическая оценка M/L_K согласуется с оценкой, полученной в модели максимального диска.

Модель MOND наилучшим образом описывает наблюдаемую кривую вращения при значениях параметра $a_0 \sim (0.6 \pm 0.2) \times 10^{-8}$ км/с², что примерно вдвое ниже ожидаемого для MOND значения [10]. Тем не менее масса диска в этой модели не противоречит фотометрической оценке, как и оценке, полученной для максимального “ньютоновского” диска.

NGC 3521. Как “ньютоновская” модель, так и MOND, плохо описывают наблюдаемую кривую вращения NGC 3521, которая имеет сложную форму, по-видимому, связанную с локальными некруговыми скоростями газа. “Ньютоновская” модель хорошо воспроизводит участок в области 3–5 кпк и “сглаженную” форму кривой на больших расстояниях от центра. Отметим, что фотометрия на 3.6 мкм и зависимость M/L от цвета, использованная в работе МакГо и Шомберт [47], предсказывают для этой галактики почти в два

Таблица 3. Параметры “ньютоновских” моделей и MOND

Галактика	M/L_K	M/L_K^N	M/L_K^M	$a_0, 10^{-8} \text{ см/с}^2$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
NGC 157	0.44	0.65	0.73	0.2 ± 0.1
NGC 2841	0.76	0.96	1.46	1.3 ± 0.2
NGC 2903	0.21–0.90	0.43–2.10	0.61–2.63	1.6 ± 0.4
NGC 3031	0.80	0.80	0.88	0.6 ± 0.2
NGC 3521	0.64	0.37	0.52	$1.1_{+0.2}^{-0.4}$
NGC 3992	0.64	1.07	1.82	$1.2_{+0.2}^{-0.3}$
NGC 5055	0.50	0.29	0.49	0.8 ± 0.1

Примечание. В столбцах приведены: (1) – название галактики; (2) – фотометрическая оценка отношения M/L_K для звездного диска (см. раздел 4.1); (3) – отношение массы к светимости диска для “ньютоновской” модели максимального диска; (4) – отношение массы к светимости диска для модели MOND; (5) – оценка параметра MOND.

Таблица 4. Оценки масс дисков галактик в различных моделях

Галактика	M_d, M_\odot	M_d^N, M_\odot	M_d^M, M_\odot
(1)	(2)	(3)	(4)
NGC 157	$3.41 \times 10^{10} (K)$	5.02×10^{10}	5.64×10^{10}
NGC 2841	$9.97 \times 10^{10} (3.6 \text{ мкм})$	1.28×10^{11}	2.24×10^{11}
NGC 2903	$1.37 \times 10^{10} (3.6 \text{ мкм})$	3.68×10^{10}	4.41×10^{10}
NGC 3031	$7.61 \times 10^{10} (3.6 \text{ мкм})$	7.61×10^{10}	8.37×10^{10}
NGC 3521	$1.03 \times 10^{11} (3.6 \text{ мкм})$	5.61×10^{10}	8.21×10^{10}
NGC 3992	$5.10 \times 10^{10} (3.6 \text{ мкм})$	8.51×10^{10}	1.45×10^{11}
NGC 5055	$1.11 \times 10^{11} (3.6 \text{ мкм})$	4.81×10^{10}	9.04×10^{10}

Примечание. В столбцах приведены: (1) – название галактики; (2) – масса звездного диска по фотометрическим данным; (3) – масса диска для модели максимального диска; (4) – масса звездного диска в модели MOND.

раза более плотный диск, чем это допускает кривая вращения.

В модели MOND форма кривой вращения NGC 3521 описывается хуже, хотя значения параметра a_0 , воспроизводящие общий характер кривой, близки к $\sim 10^{-8} \text{ см/с}^2$, что согласуется с ожидаемой в MOND величиной. Отношение M/L_K^M для MOND не сильно (на $\sim 20\%$) отличается от значения, следующего из фотометрических оценок.

NGC 3992. Кривая вращения галактики хорошо описывается “ньютоновской” моделью. При этом M/L_K^N для модели максимального диска выше значения, полученного из звездных моделей,

более чем на 50%, т.е. диск, по-видимому, суб-максимален.

В модели MOND кривая вращения NGC 3992 описывается хуже, так как она в зависимости от выбранного параметра a_0 удовлетворительно аппроксимирует либо внутреннюю, либо внешнюю часть наблюдаемой кривой вращения. Форма кривой вращения на больших расстояниях от центра согласуется с принятым в MOND значением a_0 , но при этом отношение M/L_K^M для диска в целом превышает фотометрическую оценку более чем в 2.5 раза, а значение M/L_K^N для максимального диска – на 70%.

NGC 5055. “Ньютоновская” модель хорошо описывает длинную спадающую часть кривой вра-

щения. При этом, как и в случае NGC 3521, значение $M/L_K^N = 0.29$ оказывается ниже $M/L_K = 0.50$, получаемого из яркости и интегрального цвета. Значения параметра a_0 в моделях MOND для этой галактики согласуются с принятым в MOND значением, а согласие с наблюдаемой кривой не хуже, чем в “ньютоновской” модели. Противоречия с моделями звездного населения в модели MOND также не возникает: значение M/L_K^M для диска практически совпадает со значением, следующим из фотометрии.

Для сравнения моделей в табл. 4 для семи рассматриваемых галактик приведены фотометрическая оценка массы диска M_d (с указанием в скобках фотометрической полосы, использовавшейся для оценки радиального профиля яркости), максимальная масса диска в “ньютоновской” модели M_d^N , масса диска в модели MOND M_d^M , и соответствующий параметр a_0 , при котором наблюдаемый спад скорости вращения наилучшим образом согласуется с моделью.

В галактиках NGC 3521 и NGC 5055 масса звездного диска, получаемая по фотометрическим данным, оказалась больше чем в динамической модели максимального диска. Причина этого не очевидна. Она может быть связана, например, с недооценкой влияния пыли на цвет галактики, либо с неточностью динамической оценки массы диска по причине сравнительно низкого вклада дискового компонента в скорость вращения в области максимума кривой вращения в этих двух галактиках. Для остальных объектов масса диска, полученная из фотометрии, меньше массы, определенной по кривой вращения (в среднем на 40%), что естественно ожидать для “субмаксимальных” дисков, поскольку модель максимального диска дает лишь верхний предел его массы.

Таким образом, сопоставление “ньютоновской” модели и MOND для семи рассматриваемых галактик показало, что в некоторых случаях MOND описывает форму спадающей кривой вращения не хуже, чем ньютоновские модели, однако в трех случаях из семи требуемое для этого значение параметра a_0 отличается от принимаемого в MOND. Наибольшее отличие имеет место для NGC 157, где для объяснения кривой вращения требуется a_0 в 6 раз более низкое. Форма кривой вращения этой галактики не воспроизводится в рассматриваемом варианте MOND.

В моделях MOND при оптимальных значениях a_0 масса звездного диска для четырех галактик из семи (кроме NGC 5055, NGC 3031 и NGC 3521) оказывается существенно выше, а у двух галактик (NGC 5055 и NGC 3521) наоборот, ниже, чем ожидаемое из фотометрических оценок для

звездного населения. При этом в трех случаях (NGC 3521, NGC 3992, NGC 5055) масса звездного диска по MOND превышает массу диска в модели максимального диска более чем на 50%.

5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Положение 22 галактик со спадом кривой вращения на диаграммах TF и VTF позволяет считать, что их скорость вращения, соответствующая максимуму кривой, является нормальной для галактик сходной светимости или барионной массы. По крайней мере у галактик с наиболее значительным спадом кривой вращения на периферии этот спад, по-видимому, связан с пониженной скоростью вращения внешних областей дисков, а не с аномально высокой скоростью вращения в области максимума.

2. Нет оснований считать, что особенность кривой вращения рассматриваемых галактик заметным образом отражается на их эволюции. Косвенным образом на это указывает то, что рассматриваемые галактики не имеют явных морфологических особенностей, а по содержанию нейтрального водорода они не отличаются от спиральных галактик со сходным угловым моментом, который считается пропорциональным произведению $V_{\max} R_d$.

3. Сравнение “ньютоновской” модели с моделью MOND для семи галактик с наиболее длинными кривыми вращения приводит к выводу, что в рамках обеих моделей можно удовлетворительно объяснить наблюдаемое падение скорости вращения на периферии. Однако в трех случаях из семи требуемое значение параметра a_0 в MOND существенно отличается от принимаемого в MOND ($\sim 10^{-8}$ см/с²).

4. В четырех из семи рассматриваемых галактик (NGC 157, NGC 2841, NGC 2903 и NGC 3992) масса диска в моделях MOND оказывается завышенной по сравнению со значениями, полученными как из фотометрии диска, так и в “ньютоновской” модели максимального диска. Для согласия с MOND требуется, чтобы отношение M/L звездных дисков в полосе K для этих галактик существенно превышало значения, вытекающие из звездных моделей. Наиболее разительным примером несоответствия с моделью MOND является галактика NGC 157, скорость вращения которой падает на периферии почти вдвое. Ни оценка массы диска, ни форма кривой вращения этой галактики не находят своего объяснения в MOND.

Модель MOND не входит в явное противоречие с наблюдениями при анализе статистических зависимостей (прежде всего, зависимости светимости или барионной массы галактик от скорости

вращения, или соотношение между “ньютоновским” и наблюдаемым ускорениями (см., напр., [9]). Однако зависимость между массой звезд и скоростью вращения воспроизводится и в численных космологических моделях формирования галактик, т.е. в рамках “ньютоновской” гравитации [51]. Здесь важно отметить, что уязвимым местом MOND является обязательное условие универсальности параметра a_0 , играющего в этой теории роль мировой константы. Любопытно, однако, что из рассматривавшихся здесь семи галактик только NGC 157 имеет оценку a_0 , очень сильно отличающуюся от ожидаемой в MOND.

Тем не менее приведенные в данной работе примеры показали, что оценки барионной массы по MOND, в которой темное гало отсутствует, плохо согласуются со значениями интегральной звездной массы, полученными по светимости в ближней ИК области. Это демонстрирует определенные сложности, с которыми сталкивается подход, реализуемый в MOND, в применении к конкретным объектам.

Авторы выражают благодарность базе данных HyperLeda [32].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Y. Sofue, Y. Tutui, M. Honma, A. Tomita, T. Takamiya, J. Koda, and Y. Takeda*, *Astrophys. J.* **523**, 136 (1999).
2. *M. A. W. Verheijen*, *Astrophys. J.* **563**, 694 (2001).
3. *A. A. Ponomareva, M. A. W. Verheijen, and A. Bosma*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **463**, 4052 (2016).
4. *F. Lelli, S. S. McGaugh, and J. M. Schombert*, *Astron. J.* **152**, 157 (2016).
5. *E. Noordermeer, J. M. van der Hulst, R. Sancisi, R. S. Swaters, and T. S. van Albada*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **376**, 1513 (2007).
6. *M. Persic, P. Salucci, and F. Stel*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **281**, 27 (1996).
7. *K. G. Begeman*, *Astron. and Astrophys.* **223**, 47 (1989).
8. *M. Milgrom*, *Astrophys. J.* **270**, 365 (1983).
9. *B. Famaey and S. S. McGaugh*, *Liv. Rev. Relativity* **15**, 10 (2012).
10. *S. S. McGaugh*, *Astron. J.* **143**, 40 (2012).
11. *A. A. Ponomareva, M. A. W. Verheijen, E. Papastergis, A. Bosma, and R. F. Peletier*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 4366 (2018).
12. *R. Durazo, X. Hernandez, B. Cervantes Sodi, and S. F. Sanchez*, *Astrophys. J.* **863**, 107 (2018).
13. *K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **249**, 523 (1991).
14. *N. Hashim, M. De Laurentis, Z. Zainal Abidin, and P. Salucci*, arXiv:1407.0379 [astro-ph.GA] (2014).
15. *D. M. Lucero, C. Carignan, K. M. Hess, B.S. Frank, T. H. Randriamampandry, S. Goedhart, and S. S. Passmoor*, *Amer. Astron. Soc. Meeting Abstracts* **223**, id. 138.06 (2014).
16. *R. A. Swaters, R. H. Sanders, and S. S. McGaugh*, *Astrophys. J.* **718**, 380 (2010).
17. *W. J. G. de Blok, F. Walter, E. Brinks, C. Trachternach, S.-H. Oh, and R. C. Kennicutt*, *Astron. J.* **136**, 2648 (2008).
18. *S. D. Ryder, A. V. Zasov, V. J. McIntyre, W. Walsh, and O. K. Sil'chenko*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **293**, 411 (1998).
19. *A. M. Fridman, O. V. Khoruzhii, V. V. Lyakhovich, O. K. Sil'chenko, A. V. Zasov, V. L. Afanasiev, S. N. Dodonov, and J. Boulesteix*, *Astron. and Astrophys.* **371**, 538 (2001).
20. *S. A. Kassin, R. S. de Jong, and R. W. Pogge*, *Astrophys. J. Suppl.* **162**, 80 (2006).
21. *I. A. Yegorova, A. Babic, P. Salucci, K. Spekkens, and A. Pizzella*, *Astron. Astrophys. Trans.* **27**, 335 (2012).
22. *B. Epinat, P. Amram, M. Marcelin, C. Balkowski, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **388**, 500 (2008).
23. *S. Courteau*, arXiv:astro-ph/9903297v1 (1999).
24. *T. P. K. Martinsson, M. A. W. Verheijen, K. B. Westfall, M. A. Bershad, D. R. Andersen, and R. A. Swaters*, *Astron. and Astrophys.* **557**, A131 (2013).
25. *J. Méndez-Abreu, J. A. L. Aguerra, E. M. Corsini, and E. Simonneau*, *Astron. and Astrophys.* **478**, 353 (2008).
26. *M. Spano, M. Marcelin, P. Amram, C. Carignan, B. Epinat, and O. Hernandez*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **383**, 297 (2008).
27. *R. Bottema and M. A. W. Verheijen*, *Astron. and Astrophys.* **388**, 793 (2002).
28. *T. H. Jarrett, T. Chester, R. Cutri, S. E. Schneider, and J. P. Huchra*, *Astron. J.* **125**, 525 (2003).
29. *S. A. Kassin, R. S. de Jong, and B. J. Weiner*, *Astrophys. J.* **643**, 804 (2006).
30. *O. Tiret and F. Combes*, *Astron. and Astrophys.* **496**, 659 (2009).
31. *H. Salo, E. Laurikainen, J. Laine, S. Comerón, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **219**, 4 (2015).
32. *D. Makarov, P. Prugniel, N. Terekhova, H. Courtois, and I. Vauglin*, *Astron. and Astrophys.* **570**, id. A13 (2014).
33. *A. Schrubba, A. K. Leroy, F. Walter, F. Bigiel, et al.*, *Astron. J.* **142**, 37 (2011).
34. *K. Yim, and J. M. van der Hulst*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **463**, 2092 (2016).
35. *D. M. Elmegreen and B. G. Elmegreen*, *Astrophys. J.* **314**, 3 (1987).
36. *D. B. Fisher and N. Drory*, *Astrophys. J.* **716**, 942 (2010).
37. *V. L. Afanasiev and O. K. Sil'chenko*, *Astron. J.* **117**, 1725 (1999).
38. *V. E. Karachentseva*, *Soobshcheniya Spetsial'noj Astrofizicheskoy Observatorii* **8**, 3 (1973).
39. *M. S. Yun, P. T. P. Ho, and K. Y. Lo*, *Nature* **372**, 530 (1994).
40. *G. Battaglia, F. Fraternali, T. Oosterloo, and R. Sancisi*, *Astron. and Astrophys.* **447**, 49 (2006).
41. *P. Fouque, E. Gourgoulhon, P. Chamaraux, and G. Paturel*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **93**, 211 (1992).

42. *S. Torres-Flores, B. Epinat, P. Amram, H. Plana, and C. Mendes de Oliveira*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **416**, 1936 (2011).
43. *R. S. de Jong*, Astron. and Astrophys. **313**, 377 (1996).
44. *M. A. Norris, G. Van de Ven, E. Schinnerer, R. A. Crain, et al.*, Astrophys. J. **832**, id. 198 (2016).
45. *A. V. Zasov and N. A. Zaitseva*, Astron. Letters **43**, 439 (2017).
46. *J. Binney and M. Merrifield*, *Galactic astronomy* (Princeton, 1998).
47. *S. S. McGaugh and J. M. Schombert*, Astron. J. **148**, 77 (2014).
48. *T. Into and L. Portinari*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **430**, 2715 (2013).
49. *S.-H. Oh, W. J. G. de Blok, F. Walter, E. Brinks, and R. C. Kennicutt*, Astron. J. **136**, 2761 (2008).
50. *T. S. van Albada, J. N. Bahcall, K. Begeman, and R. Sancisi*, Astrophys. J. **295**, 305 (1985).
51. *A. Cattaneo, J. Blaizot, J. E. G. Devriendt, G. A. Mamon, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **471**, 1401 (2017).

УДК 524.333

VVI_c НАБЛЮДЕНИЯ И ПОИСК ЭВОЛЮЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПЕРИОДА ЦЕФЕИДЫ V811 Oph

© 2020 г. Л. Н. Бердников^{1,*}, А. А. Белинский¹, Н. И. Шатский¹, М. А. Бурлак¹,
Н. П. Иконникова¹, Е. О. Мишин¹, Д. В. Черясов¹, С. В. Жуйко¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

* e-mail: berdник@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 18.11.2019 г.

После доработки 16.12.2019 г.

Принята к публикации 20.12.2019 г.

На новом 60-см телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ впервые получены VVI_c наблюдения цефеиды V811 Oph. Привлечение фотометрии из старых фотографических и современных обзоров неба позволило построить $O-C$ диаграмму, охватывающую временной интервал 124 года. Эта диаграмма имеет вид параболы, что позволило впервые определить квадратичные элементы изменения блеска и вычислить скорость эволюционного уменьшения периода V811 Oph $dP/dt = -0.00375(\pm 0.00177)$ с/год, что согласуется с результатами теоретических расчетов для второго пересечения полосы неустойчивости, если эта цефеида является классической. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном, подтвердил реальность уменьшения периода.

DOI: 10.31857/S0004629920040015

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение парабол на $O-C$ диаграммах позволяет вычислить скорости наблюдаемых эволюционных изменений периодов. Сравнение их с теоретическими скоростями, посчитанными для разных пересечений полосы неустойчивости, позволяет идентифицировать номер пересечения, что, в перспективе, даст возможность построить зависимость период–светимость отдельно для каждого пересечения, что, в свою очередь, приведет к более точному определению расстояний цефеид.

В 1994 г. мы начали долговременный проект по изучению изменчивости периодов цефеид. Наш опыт показал, что когда интервал времени, охваченный $O-C$ диаграммой, достигает столетия, более 90% изученных цефеид (во всем диапазоне встречающихся в Галактике периодов) показывают эволюционные изменения их периодов [1]. Поэтому при изучении изменчивости периодов цефеид следует охватить наблюдениями как можно больший интервал времени.

В данной работе мы исследуем поведение пульсаций цефеиды V811 Oph, период изменения блеска которой составляет 1.744^d .

2. МЕТОДИКА И ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Для изучения изменчивости периодов цефеид мы применяем общепринятую методику анализа $O-C$ диаграмм, а самым точным методом определения остатков $O-C$ является метод Герцшпрунга [2], машинная реализация которого описана в работе Бердникова [3]. Для подтверждения реальности обнаруженных изменений периода мы используем метод, описанный Ломбардом и Коэном [4].

Переменность V811 Oph открыли Бойс и Хурухата [5]. Гетц [6] классифицировал ее как звезду типа RR Лиры с периодом 0.38861^d , однако в [7] ее отнесли к классическим цефеидам с периодом 1.7442^d .

Для изучения стабильности периода V811 Oph мы использовали оценки блеска на оцифрованных старых фотографических пластинках университета Гарварда (проект DASCH [8]) (США) и ГАИШ МГУ [9] (РФ). Мы также использовали ПЗС наблюдения из обзоров NSVS [10], ASAS-3 [11], ASAS-SN [12] и ZTF [13], полученные в полосах, близких к V и g.

Хорошо известно, что для пульсирующих переменных максимумы блеска наступают позже с ростом эффективной длины волны фотометрической полосы. Поэтому, когда используются дан-

ные, полученные в разных полосах, надо выбрать основную (в нашем случае это V) и по одновременным наблюдениям определить величины сдвига моментов максимального блеска в других полосах. В эпоху фотографических наблюдений никто не наблюдал V811 Oph в системе V , поэтому мы вынуждены были провести ПЗС наблюдения в полосах V и B , величины в которой близки к фотографическим (PG).

3. НОВЫЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП КАВКАЗСКОЙ ГОРНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ГАИШ МГУ

На Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ в 2019 г. установлен 60-см телескоп системы Ричи-Кретьена. Обсерватория расположена в 20 км от Кисловодска, на склоне горы Шатджатмаз, 2100 м над уровнем моря.

Телескоп приобретен в рамках Программы развития МГУ. Комплекс телескопа включает в себя:

- Зеркальный телескоп RC-600 производства австрийской компании ASA, диаметр главного зеркала 600 мм, фокусное расстояние 4200 мм;
- Немецкая монтировка с двигателями прямого привода и абсолютными энкодерами ASA DDM160;
- Щелевой купол ScopeDome 5.5 m;
- Сдвоенное колесо фильтров FLI CenterLine для установки 8 светофильтров 50×50 мм;
- Комплект фотометрических фильтров производства Astrodon: фильтры U , B , V , R_c , I_c [14], и фильтры g' , r' , i' [15];
- Камера Andor iKon-L, 2048×2048 пикселей, размер пиксела 13.5 микрон.

В рабочем режиме приемник охлаждается до $-60 \dots -75^\circ\text{C}$. При типичных условиях работы чтение полученных изображений производится на частоте 1 МГц, при этом шум чтения составляет 6.4 электрона.

Поле зрения фотометрического телескопа с установленной камерой составляет 22×22 минуты дуги, масштаб – 0.67 угловой секунды на пиксел. Размер типичного FWHM звездных изображений в зависимости от состояния атмосферы [16] составляет от 0.95 до 2.0 угловых секунд.

Наблюдения на телескопе проводятся в полуавтоматическом режиме или в режиме удаленного управления.

Мы наблюдали V811 Oph с 14 мая по 29 июля 2019 г. (интервал JD 2458618–694). Было получено 624 кадра в фильтрах BVI_c фотометрической системы Крона-Казинса [14]. В этот период размер изображения составлял 1.3–2.2 угловой секунды.

Для перевода извлеченной PSF-фотометрии в стандартную систему мы использовали вторичные стандарты в полях недалеко расположенных переменных V534 Oph и ASAS182611+1212.6, когда они оказывались на близких воздушных массах с V811 Oph. Вынос за атмосферу производился со средними коэффициентами экстикции 0.28^m , 0.17^m и 0.09^m для фильтров B , V и I_c соответственно [17]. Заатмосферные инструментальные величины b , v и i переводились в стандартную систему Крона-Казинса BVI_c [14] по формулам:

$$\begin{aligned} B &= b + \zeta_B(B - V) + \mu_B, \\ V &= v + \zeta_V(V - I_c) + \mu_V, \\ I_c &= i + \zeta_I(V - I_c) + \mu_I, \end{aligned} \quad (1)$$

где осредненные коэффициенты трансформации ζ получились следующими: $\zeta_B = -0.017$, $\zeta_V = -0.032$, $\zeta_I = -0.040$ (с ошибками 0.003), а нуль-пункты μ определялись для каждого кадра индивидуально.

Перевод инструментальных величин в стандартную систему требует нескольких итераций. Во время первой итерации показатели цвета $B-V$ и $V-I_c$ звезд неизвестны, и они приравниваются нулю. После каждой итерации вычисляются показатели цвета, и, когда их изменения становятся менее 0.001^m , процесс вычислений останавливается.

В результате обработки всех фотометрических ночей был получен каталог положений и звездных величин всех объектов на лучших ПЗС кадрах. Из этого каталога были выбраны постоянные звезды, которые использовались затем в качестве звезд сравнения для получения дифференциальной фотометрии всех звезд на всех ПЗС кадрах, в том числе и полученных не в фотометрические ночи.

Результаты обработки всех наблюдений V811 Oph помещены в табл. 1. Здесь приведен лишь фрагмент таблицы, а полностью она представлена в электронном виде (<http://cdsarc.ustrasbg.fr/viz-bin/Cat>). Полученные кривые изменения блеска в фильтрах B , V и I_c приведены на рис. 1, для построения которого использовались определенные нами текущие элементы:

$$MaxHJD = 2458695.146 + 1.744233^d E. \quad (2)$$

Рассеяние точек на кривых блеска говорит о том, что ошибки наблюдений менее 0.01^m .

4. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Сведения о количестве использованных наблюдений приведены в табл. 2. Самая старая фо-

Таблица 1. VVI_c наблюдения V811 Орн

HJD, 2400000+	Фильтр	Блеск	HJD, 2400000+	Фильтр	Блеск	HJD, 2400000+	Фильтр	Блеск
58618.3434	<i>B</i>	14.030	58618.3445	<i>V</i>	13.616	58618.3455	<i>I_c</i>	13.027
58618.3467	<i>B</i>	14.021	58618.3478	<i>V</i>	13.617	58618.3488	<i>I_c</i>	13.025
58618.3500	<i>B</i>	14.025	58618.3511	<i>V</i>	13.609	58618.3521	<i>I_c</i>	13.016
58618.3918	<i>B</i>	13.951	58618.3930	<i>V</i>	13.573	58618.3941	<i>I_c</i>	12.990
58619.3567	<i>B</i>	14.696	58619.3578	<i>V</i>	14.093	58619.3587	<i>I_c</i>	13.275
58619.3597	<i>B</i>	14.697	58619.3607	<i>V</i>	14.100	58619.3616	<i>I_c</i>	13.284
58619.3626	<i>B</i>	14.702	58619.3637	<i>V</i>	14.105	58619.3645	<i>I_c</i>	13.296
58619.3999	<i>B</i>	14.727	58619.4011	<i>V</i>	14.118	58619.4020	<i>I_c</i>	13.302
58619.4032	<i>B</i>	14.719	58619.4044	<i>V</i>	14.115	58619.4053	<i>I_c</i>	13.304
58620.3248	<i>B</i>	14.118	58620.3261	<i>V</i>	13.686	58620.3271	<i>I_c</i>	13.023
58620.3284	<i>B</i>	14.115	58620.3296	<i>V</i>	13.675	58620.3306	<i>I_c</i>	13.019
58620.3319	<i>B</i>	14.139	58620.3331	<i>V</i>	13.684	58620.3342	<i>I_c</i>	13.035
58620.3354	<i>B</i>	14.129	58620.3366	<i>V</i>	13.681	58620.3377	<i>I_c</i>	13.048
58620.3389	<i>B</i>	14.136	58620.3402	<i>V</i>	13.697	58620.3412	<i>I_c</i>	13.036
58620.3425	<i>B</i>	14.128	58620.3437	<i>V</i>	13.689	58620.3447	<i>I_c</i>	13.036
58620.3460	<i>B</i>	14.141	58620.3472	<i>V</i>	13.691	58620.3483	<i>I_c</i>	13.040
58620.3495	<i>B</i>	14.142	58620.3507	<i>V</i>	13.701	58620.3518	<i>I_c</i>	13.042
58620.4078	<i>B</i>	14.200	58620.4089	<i>V</i>	13.736	58620.4099	<i>I_c</i>	13.061
58620.4110	<i>B</i>	14.213	58620.4121	<i>V</i>	13.739	58620.4131	<i>I_c</i>	13.061
58621.3254	<i>B</i>	14.782	58621.3267	<i>V</i>	14.182	58621.3277	<i>I_c</i>	13.352
58621.3290	<i>B</i>	14.774	58621.3302	<i>V</i>	14.183	58621.3312	<i>I_c</i>	13.357
58621.3325	<i>B</i>	14.781	58621.3337	<i>V</i>	14.181	58621.3348	<i>I_c</i>	13.349
58621.3360	<i>B</i>	14.783	58621.3372	<i>V</i>	14.168	58621.3383	<i>I_c</i>	13.356
58621.3925	<i>B</i>	14.817	58621.3937	<i>V</i>	14.215	58621.3948	<i>I_c</i>	13.394
58621.3960	<i>B</i>	14.818	58621.3973	<i>V</i>	14.210	58621.3983	<i>I_c</i>	13.380
58621.4389	<i>B</i>	14.830	58621.4399	<i>V</i>	14.215	58621.4408	<i>I_c</i>	13.399
58621.4418	<i>B</i>	14.806	58621.4428	<i>V</i>	14.223	58621.4437	<i>I_c</i>	13.402
58621.4448	<i>B</i>	14.818	58621.4458	<i>V</i>	14.219	58621.4467	<i>I_c</i>	13.400
58622.3303	<i>V</i>	13.845	58622.3314	<i>I_c</i>	13.105	58622.3326	<i>B</i>	14.383
58622.3339	<i>V</i>	13.847	58622.3349	<i>I_c</i>	13.104	58622.3362	<i>B</i>	14.361
58622.3374	<i>V</i>	13.855	58622.3384	<i>I_c</i>	13.083	58622.3397	<i>B</i>	14.399
58622.3409	<i>V</i>	13.858	58624.4247	<i>B</i>	14.618	58624.4260	<i>V</i>	14.030
58624.4270	<i>I_c</i>	13.231	58624.4283	<i>B</i>	14.624	58624.4295	<i>V</i>	14.042
58624.4306	<i>I_c</i>	13.232	58624.4318	<i>B</i>	14.624	58624.4330	<i>V</i>	14.043
58624.4341	<i>I_c</i>	13.222	58624.4354	<i>B</i>	14.626	58624.4366	<i>V</i>	14.038
58624.4377	<i>I_c</i>	13.234	58624.4389	<i>B</i>	14.635	58624.4402	<i>V</i>	14.048
58624.4412	<i>I_c</i>	13.227	58624.4425	<i>B</i>	14.637	58624.4437	<i>V</i>	14.045
58626.4290	<i>B</i>	14.747	58626.4302	<i>V</i>	14.128	58626.4312	<i>I_c</i>	13.322
58626.4324	<i>B</i>	14.738	58626.4336	<i>V</i>	14.143	58626.4346	<i>I_c</i>	13.317

топластинка с изображением V811 Орн, хранящаяся в Гарварде, была получена в 1895 г., а последние ПЗС наблюдения были сделаны в 2019 г. Следовательно, наши данные охватывают временной интервал 124 года.

Результаты обработки сезонных кривых V811 Орн приведены в табл. 3. В первой и второй колонке даны моменты максимального блеска и ошибки их определения, в третьей — тип используемых наблюдений, в четвертой и пятой — номер

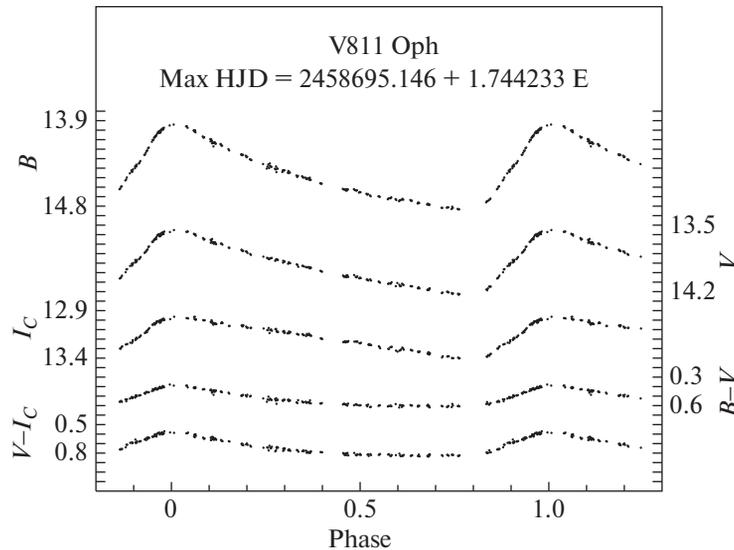


Рис. 1. ПЗС наблюдения V811 Oph в фильтрах BVI_c, свернутые с текущими элементами (2).

эпохи E и значение остатка $O-C$, а в шестой и седьмой – число наблюдений N и источник данных. Данные табл. 3 изображены на $O-C$ диаграмме (рис. 2) пустыми и заполненными квадратами для фотографических наблюдений Гарварда и ГАИШ соответственно и кружками для остальных наблюдений с вертикальными черточками, указывающими пределы ошибок определения остатков $O-C$.

Наблюдения в фильтрах g' и r' из [13] были переведены в величины B и V по формулам из [18], и результаты их обработки включены в табл. 3.

По моментам максимального блеска из табл. 3 получены квадратичные элементы изменения блеска цефеиды V811 Oph:

$$\begin{aligned} \text{MaxHJD} = & 2437806.1175(\pm 0.0036) + \\ & + 1.744244197^d(\pm 0.00000036)E - \\ & - 0.103610^{-9}(\pm 0.48910^{-10})E^2, \end{aligned} \quad (3)$$

линейная часть которых использована для вычисления остатков $O-C$ в пятом столбце табл. 3. Элементы (3) использовались для проведения параболы на верхней части рис. 2, на нижней части которого показаны отклонения от этой параболы.

По фотоэлектрическим и ПЗС наблюдениям было найдено, что максимумы в фильтрах B и g' наступают раньше, чем в фильтре V , на 0.0038^d и 0.0093^d соответственно. Эти поправки учитывались при построении рис. 2 и определении элементов (3), которые, таким образом, относятся к системе V .

Для подтверждения реальности изменений периода пульсаций мы используем метод, опубликованный Ломбардом и Коэном [4]. Для этого мы вычислили разности D_i последовательных остатков $O-C$ из табл. 2: $D_i = (O-C)_{i+1} - (O-C)_i$ и построили график зависимости D_i от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ (рис. 3). Разности D_i , которые имеют смысл отличий ис-

Таблица 2. Наблюдательный материал цефеиды V811 Oph

Источник данных	Число наблюдений	Полоса наблюдений	Интервал JD
DASCH	385	PG	2413346–2447760
ГАИШ	194	PG	2442867–2449949
Данная работа (табл. 1)	214	B	2458618–2458694
Данная работа (табл. 1)	208	V	2458618–2458694
NSVS	144	V	2451277–2451632
ASAS-3	217	V	2452179–2455107
ASAS-SN	966	V	2456016–2458391
ASAS-SN	639	g'	2458142–2458700
ZTF	38	g'	2458204–2458389

Таблица 3. Моменты максимума блеска V811 Орн

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O–C, сут	N	Источник данных
2416962.3770	0.0252	PG	–11950	–0.0186	26	DASCH
2425653.9676	0.0117	PG	–6967	0.0032	42	DASCH
2426792.9674	0.0222	PG	–6314	0.0115	15	DASCH
2426998.7921	0.0629	PG	–6196	0.0154	5	DASCH
2427830.7599	0.0062	PG	–5719	–0.0213	53	DASCH
2429048.2278	0.0128	PG	–5021	–0.0359	12	DASCH
2429151.1644	0.0084	PG	–4962	–0.0097	60	DASCH
2430623.3195	0.0111	PG	–4118	0.0034	63	DASCH
2431757.0684	0.0092	PG	–3468	–0.0065	36	DASCH
2432266.3933	0.0255	PG	–3176	–0.0009	21	DASCH
2432317.0034	0.0285	PG	–3147	0.0261	30	DASCH
2442923.7255	0.0083	PG	2934	–0.0007	67	ГАИШ
2443302.2264	0.0118	PG	3151	–0.0008	48	ГАИШ
2443715.6137	0.0411	PG	3388	0.0006	22	DASCH
2443919.6717	0.0110	PG	3505	–0.0180	31	ГАИШ
2445974.3915	0.0164	PG	4683	–0.0179	48	ГАИШ
2451317.0336	0.0160	V	7746	0.0006	73	NSVS
2451451.3280	0.0129	V	7823	–0.0119	71	NSVS
2452794.4277	0.0209	V	8593	0.0198	37	ASAS-3
2453136.2788	0.0422	V	8789	–0.0010	17	ASAS-3
2453542.6818	0.0214	V	9022	–0.0068	42	ASAS-3
2453868.8793	0.0226	V	9209	0.0170	29	ASAS-3
2454296.1816	0.0265	V	9454	–0.0205	38	ASAS-3
2454634.5597	0.0217	V	9648	–0.0258	34	ASAS-3
2455007.8451	0.0658	V	9862	–0.0087	20	ASAS-3
2456097.9911	0.0053	V	10487	–0.0153	16	ASAS-SN
2456851.5025	0.0019	V	10919	–0.0174	124	ASAS-SN
2457167.2132	0.0019	V	11100	–0.0149	180	ASAS-SN
2457521.2987	0.0014	V	11303	–0.0109	224	ASAS-SN
2457899.7949	0.0022	V	11520	–0.0158	180	ASAS-SN
2457936.4385	0.0043	V	11541	–0.0013	100	ASAS-SN
2458173.6242	0.0028	g'	11677	–0.0235	62	ASAS-SN
2458264.3387	0.0026	g'	11729	–0.0097	48	ASAS-SN
2458273.0605	0.0018	g'	11734	–0.0091	127	ASAS-SN
2458278.2904	0.0027	V	11737	–0.0213	142	ASAS-SN
2458292.2431	0.0017	g'	11745	–0.0132	38	ZTF
2458299.2251	0.0012	B	11749	–0.0138	80	ZTF
2458299.2305	0.0009	V	11749	–0.0121	80	ZTF
2458351.5490	0.0058	g'	11779	–0.0115	34	ASAS-SN
2458599.2150	0.0055	g'	11921	–0.0283	45	ASAS-SN
2458607.9473	0.0028	g'	11926	–0.0172	82	ASAS-SN
2458607.9530	0.0073	g'	11926	–0.0115	44	ASAS-SN
2458621.9004	0.0034	g'	11934	–0.0180	107	ASAS-SN
2458639.3460	0.0020	g'	11944	–0.0149	90	ASAS-SN
2458651.5619	0.0004	B	11951	–0.0143	214	Данная работа
2458651.5640	0.0005	V	11951	–0.0160	208	Данная работа

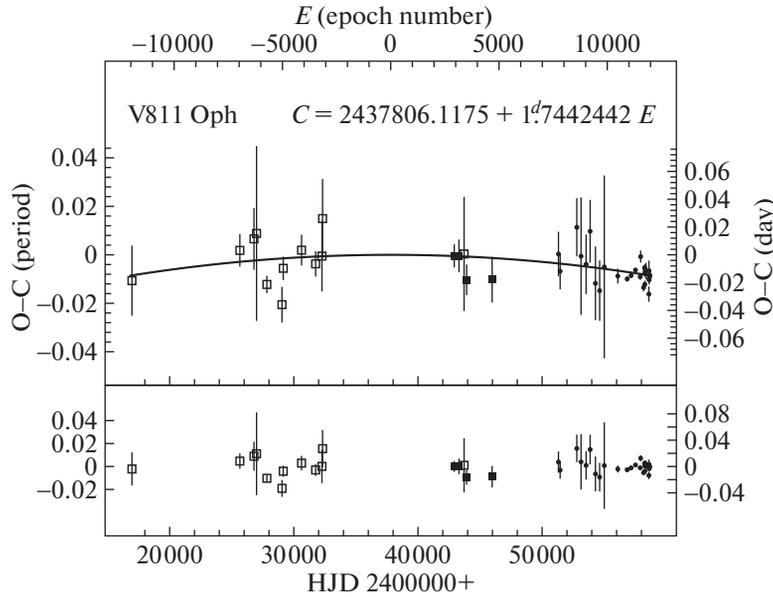


Рис. 2. *O*–*C* диаграмма для цефеиды V811 Oph относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов (3). Линия – парабола, соответствующая элементам (3).

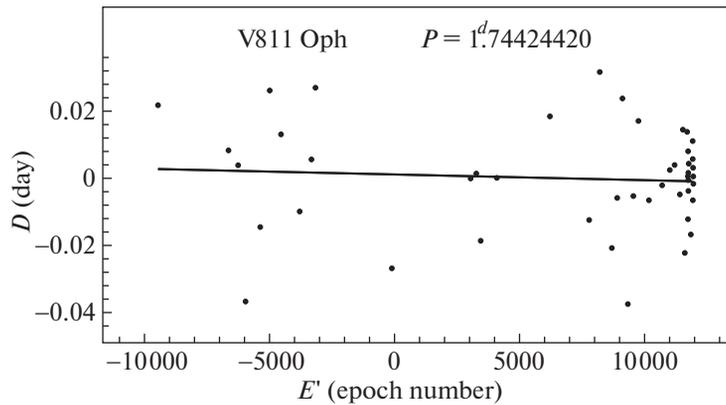


Рис. 3. Зависимость разностей D_i последовательных остатков *O*–*C* из табл. 3: $D_i = (O - C)_{i+1} - (O - C)_i$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$. Прямая линия (4) подтверждает уменьшение периода со временем.

тинного периода от среднего периода в интервале эпох $E_i \div E_{i+1}$, показывают уменьшение периода со временем (аппроксимация прямой линией):

$$D_i = 0.00114(\pm 0.00316) - 0.17010^{-6}(\pm 0.33910^{-6})E'_i. \quad (4)$$

Квадратичный член элементов (3) дает возможность вычислить скорость эволюционного уменьшения периода $dP/dt = -0.00375(\pm 0.00177)$ с/год, что соответствует теоретическим расчетам для второго пересечения полосы неустойчивости [1, 19], если V811 Oph является классической цефеидой типа DCeP [7, 9]. Однако на восходящей

ветви кривой блеска (рис. 1) замечен горбик, что не типично для классических цефеид.

Следует отметить, что полученные здесь результаты основаны на конкретных стандартных кривых. Поэтому мы приводим их в табл. 4 с тем, чтобы их можно было использовать в будущих исследованиях, а также для установления связи с нашими данными, если будут использоваться другие стандартные кривые. Таблица 4 содержит звездные величины V811 Oph для фаз от 0 до 0.995 с шагом 0.005 в системе $g'BV$; эти стандартные кривые, графически изображенные на рис. 4, построены по нашим (BV) и ZTF (g') [13] наблюдениям.

Таблица 4. Стандартные кривые блеска V811 Оph в фильтрах B , V и g'

Phase	B	V	g'	Phase	B	V	g'	Phase	B	V	g'
0.000	13.938	13.547	13.729	0.335	14.497	13.931	14.197	0.670	14.784	14.175	14.448
0.005	13.939	13.547	13.729	0.340	14.503	13.936	14.203	0.675	14.787	14.179	14.451
0.010	13.942	13.550	13.731	0.345	14.509	13.941	14.208	0.680	14.791	14.182	14.455
0.015	13.947	13.553	13.735	0.350	14.516	13.946	14.214	0.685	14.795	14.186	14.460
0.020	13.953	13.557	13.739	0.355	14.522	13.951	14.219	0.690	14.799	14.190	14.464
0.025	13.960	13.562	13.744	0.360	14.529	13.956	14.225	0.695	14.803	14.194	14.468
0.030	13.969	13.568	13.750	0.365	14.535	13.961	14.231	0.700	14.806	14.198	14.472
0.035	13.979	13.575	13.757	0.370	14.541	13.966	14.236	0.705	14.810	14.201	14.476
0.040	13.989	13.582	13.764	0.375	14.548	13.971	14.242	0.710	14.814	14.205	14.481
0.045	14.001	13.590	13.772	0.380	14.554	13.976	14.247	0.715	14.818	14.209	14.485
0.050	14.012	13.598	13.781	0.385	14.560	13.981	14.252	0.720	14.821	14.213	14.489
0.055	14.024	13.607	13.790	0.390	14.566	13.986	14.257	0.725	14.824	14.217	14.493
0.060	14.037	13.615	13.799	0.395	14.572	13.990	14.262	0.730	14.827	14.220	14.496
0.065	14.049	13.624	13.809	0.400	14.578	13.995	14.267	0.735	14.830	14.224	14.500
0.070	14.061	13.633	13.819	0.405	14.584	14.000	14.272	0.740	14.832	14.225	14.503
0.075	14.073	13.641	13.829	0.410	14.589	14.004	14.276	0.745	14.834	14.228	14.505
0.080	14.085	13.650	13.839	0.415	14.595	14.008	14.281	0.750	14.835	14.227	14.508
0.085	14.097	13.658	13.848	0.420	14.600	14.013	14.285	0.755	14.835	14.229	14.510
0.090	14.108	13.666	13.858	0.425	14.605	14.017	14.289	0.760	14.835	14.230	14.511
0.095	14.119	13.674	13.867	0.430	14.610	14.021	14.293	0.765	14.835	14.231	14.511
0.100	14.130	13.681	13.876	0.435	14.615	14.024	14.297	0.770	14.834	14.232	14.511
0.105	14.141	13.689	13.885	0.440	14.620	14.028	14.300	0.775	14.832	14.232	14.510
0.110	14.151	13.696	13.894	0.445	14.624	14.032	14.304	0.780	14.829	14.231	14.509
0.115	14.161	13.702	13.902	0.450	14.628	14.035	14.307	0.785	14.825	14.229	14.506
0.120	14.171	13.709	13.910	0.455	14.633	14.038	14.311	0.790	14.820	14.227	14.502
0.125	14.180	13.715	13.918	0.460	14.637	14.042	14.314	0.795	14.813	14.223	14.498
0.130	14.189	13.721	13.926	0.465	14.641	14.045	14.318	0.800	14.804	14.218	14.492
0.135	14.198	13.727	13.934	0.470	14.645	14.048	14.321	0.805	14.799	14.211	14.484
0.140	14.207	13.733	13.941	0.475	14.649	14.051	14.325	0.810	14.798	14.203	14.476
0.145	14.215	13.738	13.949	0.480	14.653	14.054	14.328	0.815	14.786	14.192	14.466
0.150	14.224	13.743	13.956	0.485	14.657	14.058	14.331	0.820	14.767	14.187	14.455
0.155	14.232	13.749	13.964	0.490	14.661	14.061	14.335	0.825	14.747	14.170	14.442
0.160	14.240	13.754	13.971	0.495	14.665	14.064	14.338	0.830	14.725	14.149	14.427
0.165	14.248	13.759	13.978	0.500	14.669	14.069	14.342	0.835	14.701	14.125	14.412
0.170	14.257	13.765	13.986	0.505	14.673	14.072	14.345	0.840	14.680	14.104	14.394
0.175	14.265	13.770	13.993	0.510	14.677	14.075	14.349	0.845	14.657	14.080	14.375
0.180	14.273	13.776	14.000	0.515	14.681	14.078	14.353	0.850	14.628	14.059	14.355
0.185	14.281	13.781	14.007	0.520	14.685	14.082	14.356	0.855	14.597	14.033	14.333
0.190	14.290	13.786	14.015	0.525	14.689	14.085	14.360	0.860	14.565	14.007	14.310
0.195	14.298	13.792	14.022	0.530	14.692	14.088	14.363	0.865	14.533	13.981	14.286
0.200	14.306	13.797	14.030	0.535	14.696	14.091	14.367	0.870	14.502	13.957	14.260
0.205	14.314	13.803	14.037	0.540	14.700	14.094	14.370	0.875	14.472	13.936	14.233
0.210	14.323	13.808	14.044	0.545	14.704	14.097	14.374	0.880	14.444	13.918	14.206
0.215	14.331	13.814	14.051	0.550	14.707	14.100	14.377	0.885	14.418	13.901	14.178
0.220	14.339	13.819	14.058	0.555	14.711	14.103	14.380	0.890	14.394	13.886	14.149

Таблица 4. Окончание

Phase	B	V	g'	Phase	B	V	g'	Phase	B	V	g'
0.225	14.347	13.825	14.066	0.560	14.714	14.106	14.383	0.895	14.372	13.871	14.120
0.230	14.355	13.830	14.072	0.565	14.718	14.109	14.386	0.900	14.351	13.855	14.090
0.235	14.363	13.835	14.079	0.570	14.721	14.112	14.389	0.905	14.328	13.836	14.061
0.240	14.370	13.841	14.086	0.575	14.724	14.115	14.392	0.910	14.303	13.815	14.032
0.245	14.378	13.846	14.093	0.580	14.728	14.118	14.395	0.915	14.273	13.791	14.005
0.250	14.385	13.851	14.099	0.585	14.731	14.122	14.398	0.920	14.239	13.764	13.983
0.255	14.393	13.856	14.106	0.590	14.734	14.125	14.400	0.925	14.202	13.736	13.955
0.260	14.400	13.861	14.112	0.595	14.737	14.128	14.403	0.930	14.164	13.707	13.929
0.265	14.407	13.866	14.118	0.600	14.740	14.131	14.405	0.935	14.127	13.680	13.903
0.270	14.414	13.871	14.124	0.605	14.743	14.133	14.408	0.940	14.095	13.655	13.878
0.275	14.420	13.875	14.130	0.610	14.746	14.136	14.410	0.945	14.069	13.633	13.854
0.280	14.427	13.880	14.135	0.615	14.749	14.139	14.413	0.950	14.045	13.619	13.832
0.285	14.434	13.885	14.141	0.620	14.752	14.143	14.416	0.955	14.026	13.608	13.811
0.290	14.440	13.889	14.147	0.625	14.754	14.146	14.418	0.960	14.009	13.596	13.793
0.295	14.446	13.894	14.153	0.630	14.757	14.149	14.421	0.965	13.992	13.584	13.777
0.300	14.453	13.899	14.158	0.635	14.760	14.152	14.424	0.970	13.978	13.574	13.763
0.305	14.459	13.903	14.164	0.640	14.764	14.156	14.427	0.975	13.965	13.566	13.752
0.310	14.465	13.908	14.169	0.645	14.767	14.159	14.430	0.980	13.955	13.559	13.743
0.315	14.472	13.912	14.175	0.650	14.770	14.162	14.433	0.985	13.948	13.554	13.736
0.320	14.478	13.917	14.180	0.655	14.773	14.165	14.437	0.990	13.943	13.550	13.732
0.325	14.484	13.922	14.186	0.660	14.777	14.168	14.440	0.995	13.939	13.548	13.729
0.330	14.490	13.926	14.191	0.665	14.780	14.172	14.444				

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения изменчивости периода V811 Орх использовались 579 оценок блеска на старых фотопластинках университета Гарварда (США) и ГАИШ МГУ, а также 422 ПЗС снимка в фильтрах BV , полученных на новом 60-см телескопе Кавказской Горной Обсерватории ГАИШ МГУ; кроме

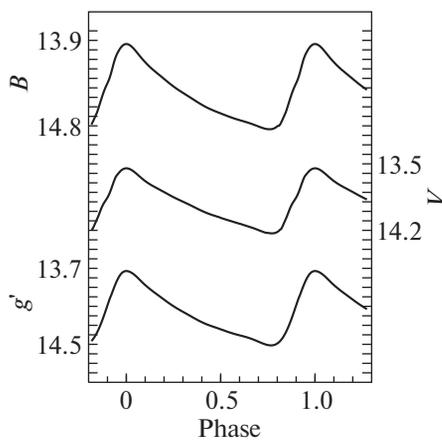


Рис. 4. Стандартные кривые цефеиды V811 Орх в системе $g'BV$.

того, было собрано 5077 опубликованных наблюдений. Все имеющиеся данные были обработаны методом Герцшпрунга [2], и были определены 46 моментов максимального блеска для построения $O-C$ диаграммы, охватывающей временной интервал 124 года. Это позволило определить квадратичные элементы изменения блеска (3) и вычислить скорость эволюционного уменьшения периода $dP/dt = -0.00375 (\pm 0.00177)$ с/год, что согласуется с результатами теоретических расчетов для второго пересечения полосы неустойчивости [1, 19]. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном [4], подтвердил реальность уменьшения периода.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность за помощь при наладке комплекса оборудования телескопа RC-600 специалистам ГАИШ МГУ В.А. Сенику и И.А. Горбунову.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Данная работа осуществлялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований

(проекты номер 18-02-00890 и 19-02-00611). Работа НИИШ частично поддержана грантом РФФИ 17-12-01241. Работа ААБ, ЕОМ и ДВЧ поддержана грантом Программы развития Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова “Ведущая научная школа “Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”. Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. G. Turner, M. Abdel-Sabour Abdel-Latif, and L. N. Berdnikov*, Publ. Astron. Soc. Pacif. **118**, 410 (2006).
2. *E. Hertzsprung*, Astron. Nachr. **210**, 17 (1919).
3. *Л. Н. Бердников*, Письма в Астрон. журн. **18**, 519 (1992).
4. *F. Lombard and C. Koen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **263**, 309 (1993).
5. *H.T. Boyce and M. Huruata*, Harv. Ann. **109**, 19 (1942).
6. *W. Goetz, Veroeff. Sternwarte Sonneberg* **4**, № 2 (1957).
7. *G. Pojmanski and G. Maciejewski*, Acta Astron. **54**, 153 (2004).
8. *J. Grindlay, S. Tang, E. Los, and M. Servilla*, ASP Conf. Ser. **410**, 101 (2009).
9. <http://scan.sai.msu.ru/pl/>
10. *P. R. Wozniak, W. T. Vestrand, C. W. Akerlof, et al.*, Astron. J. **127**, 2436 (2004).
11. *G. Pojmanski*, Acta Astron. **52**, 397 (2002).
12. *T. Jayasinghe, K. Z. Stanek, C. S. Kochanek, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **485**, 961 (2019).
13. *F. J. Masci, R. R. Laher, B. Rusholme, et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif. **131**:018003 (2019).
14. *A. W. J. Cousins*, Mem. RAS **81**, 25 (1976).
15. *M. Fukugita, T. Ichikawa, J. E. Gunn, et al.*, Astron. J. **111**, 1748 (1996).
16. *V. Kornilov, B. Safonov, M. Kornilov, et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif. **126**, 482 (2014).
17. *V. Kornilov, M. Kornilov, O. Voziakova, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **462**, 4464 (2016).
18. *R. Lupton*, <http://www.sdss3.org/dr8/algorithms/sds-sUBVRITransform.php#Lupton2005>.
19. *Ю. А. Фадеев*, Письма в Астрон. журн. **40**, 341 (2014).

УДК 544.522.14+524.527

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ МОНОСЛОЙНО АДсорБИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛ МЕТАНОЛА

© 2020 г. В. Н. Варакин^{1,*}, М. С. Мурга^{1,2}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Химический факультет, Москва, Россия

² Институт астрономии РАН, Москва, Россия

* e-mail: varakin@laser.chem.msu.ru

Поступила в редакцию 28.10.2019 г.

После доработки 22.11.2019 г.

Принята к публикации 22.11.2019 г.

Астрономические наблюдения указывают на высокое содержание молекул метанола в газовой фазе плотных ядер молекулярных облаков, которое не может быть объяснено протеканием только газофазных химических реакций. Значительный вклад в содержание метанола должны давать химические реакции на поверхности пылинок с последующей десорбцией образовавшихся молекул в газовую фазу. Для развития и уточнения моделей, включающих эти процессы, необходимо лабораторное исследование фотоиндуцированных процессов, происходящих в адсорбированном веществе. В данной работе представлены результаты эксперимента с адсорбированными молекулами метанола. Монослойное покрытие молекул метанола, физически адсорбированных на охлажденной жидким азотом ($T \sim 100$ К) поверхности плавленого кварца, облучалось в условиях глубокого вакуума наносекундными импульсами эксимерного KrF-лазера с фиксированной длиной волны $\lambda = 248$ нм. Продукты фотодиссоциации, образовавшиеся в результате трехфотонного лазерного возбуждения, регистрировались квадрупольным масс-спектрометром. Определены относительные выходы фотофрагментов Н, ОН и CH_3 . Фотолиз частично дейтерированных молекул CH_3OH показал, что атомы Н могут отрываться как от гидроксильной, так и от метильной группы. В отличие от фотолиза изолированных молекул в газовой фазе и диссоциации полислойных молекулярных покрытий, фотовозбуждение монослоя адсорбированного метанола даже в области энергий 10 эВ не вызывает заметных химических превращений и не приводит к образованию молекулярных компонентов H_2 и CH_4 . Рассмотрены возможные пути применения полученных лабораторных результатов в задачах астрохимического моделирования.

DOI: 10.31857/S0004629920040064

1. ВВЕДЕНИЕ

Простейшие органические молекулы были спектрально обнаружены в ледяных мантиях, образовавшихся на частицах космической пыли в ходе эволюции межзвездного вещества [1]. Среди наблюдаемых в МЗС химических соединений метанолу уделяют особое внимание в связи с его высоким содержанием в плотных облаках вблизи молодых звезд, которое нельзя объяснить протеканием только газофазных химических реакций. Метанол наблюдается как в газовой, так и в твердой фазе, поэтому предполагается, что в формировании молекул метанола в МЗС доминантную роль играют гетерогенные реакции на поверхности пыли, а именно гидрогенизация оксида углерода на поверхностях космических пылинок. Далее, предполагается, что после их образования на поверхности пыли должна происходить десорбция молекул метанола в окружающую газовую фазу. Однако в условиях низких температур в мо-

лекулярных облаках термическая десорбция неэффективна, поэтому выход молекул с поверхности пылинок должен быть связан с другими, не термическими процессами. Одним из возможных механизмов может быть десорбция под действием УФ-поля излучения. Хотя на краю молекулярного облака источником УФ-излучения могут быть близкие звезды, внутрь молекулярных облаков эти УФ-кванты практически не проникают. Однако внутри облака может существовать относительно слабое поле УФ-излучения, возникающее в результате возбуждения электронных состояний молекул водорода частицами космических лучей с последующей релаксацией.

Фотоиндуцированные реакции в газовой и твердой фазе МЗС рассматриваются как наиболее продуктивные каналы синтеза сложных органических молекул в специфических, с точки зрения земной химии, термодинамических и кинетических условиях [2, 3]. Теоретические оценки со-

держания метанола, учитывающие его образование на космических пылинках и дальнейшую десорбцию в газовую фазу, в отличие от чисто газофазных реакций, могут, в принципе, объяснить наблюдательные данные [4]. Однако астрономическому и лабораторному изучению фотохимии молекул, непосредственно адсорбированных на поверхности космической пыли, до сих пор уделяется недостаточное внимание.

Физически адсорбированные молекулы не имеют, очевидно, прочных химических связей между собой, чтобы образовать твердофазную и/или супрамолекулярную структуру, но они, тем не менее, связаны с поверхностью субстрата относительно слабыми ван-дер-ваальсовыми взаимодействиями, что делает их фотохимическое поведение отличным от газофазных и твердофазных фотоиндуцированных процессов, особенно с участием высоковозбужденных молекулярных состояний, локализованных, в частности, вблизи порога ионизации. Так, например, следует ожидать, что процесс фотодиссоциации моно слоя адсорбированных органических молекул может иметь свои специфические механизмы и каналы распада, принципиально отличные от фотопроцессов, происходящих с этими же молекулами в газовой и твердой фазе.

Метанол играет важную роль в цепочке астрохимических превращений, являясь источником простейших молекулярных радикалов, состоящих из атомов Н, С и О. Лабораторные эксперименты с изолированными молекулами метанола проводились в молекулярных пучках с использованием времяпролетной спектроскопии для детектирования фотофрагментов. Излучение ArF-лазера на длине волны 193.3 нм вызывало диссоциацию молекул CH_3OH на CH_3O и Н фрагменты [5]. Доминирующий разрыв именно О–Н связи может быть связан с влиянием низколежащего отталкивательного электронного состояния, предсказанного в [6]. Используя излучение F_2 -лазера с более короткой длиной волны 157 нм, авторы [7] наблюдали отрыв атомов Н как от метильной, так и гидроксильной групп, а также образование молекул водорода. Позднее эта исследовательская группа обнаружила диссоциацию метанола на CH_3 и ОН радикалы, а также вторичные процессы, ведущие к образованию молекул CH_2O , НСОН , НСО и СО [8]. Облучение CH_3OH и CH_3OD на длине волны 121.6 нм привело к обнаружению трех каналов диссоциации, среди которых основным процессом деструкции оказалась трехчастичная фрагментация $\text{CH}_2\text{O} + \text{H} + \text{H}$. Соотношения между каналами $(\text{CH}_2\text{O} + \text{H} + \text{H}) : (\text{CH}_3\text{O} + \text{H}) : (\text{CH}_2\text{OH} + \text{H}) \approx 1 : 0.25 : 0.15$ были получены в работе [9]. Однако на длине волны 157 нм соотношение между ка-

налами испускания атомов и молекул водорода составило $1 : 0.21$ [7].

При фотовозбуждении на длине волны 157 нм аморфного твердофазного метанола, сформированного на тонкой пленке Au (111) при 90 К, молекулы H_2 образовывались по трем каналам: (1) путем рекомбинации на поверхности атомарных фотопродуктов; (2) в ходе мономолекулярного процесса удаления H_2 из фотовозбужденного метанола; (3) при отрыве атома Н от молекулы метанола при взаимодействии с фотолитически полученными атомами водорода [10]. Облучение льда метанола на золотом субстрате широкополосным излучением водородной лампы с микроволновым разрядом (с анализом продуктов реакции методами ИК-спектроскопии и термодесорбционной масс-спектрометрии) привело к следующему соотношению каналов диссоциации: $(\text{CH}_3\text{O} + \text{H}) : (\text{CH}_2\text{OH} + \text{H}) : (\text{CH}_3 + \text{OH}) = 1 : 5 : <1$ [3]. При этом пятикратное преимущество в отрыве атома водорода от метильной группы не согласуется с преобладанием разрыва О–Н связи при фотодиссоциации в молекулярном пучке [9]. Десорбированные молекулярные фотопродукты, такие как H_2 , CH_4 , CO , но не исходные молекулы CH_3OH , наблюдались масс-спектрометрически при облучении льдов метанола (осажденных до 8 К) водородной лампой [11].

Анализ фотодиссоциации метанола показал, что испускание атома Н из гидроксильной группы происходит чаще, чем из метильной, если возбуждено электронное состояние S_1 , и наоборот для основного электронного состояния S_0 [12]. В газе удлинение связи С–Н может сопровождаться испусканием молекулярного водорода. Во льдах растет доля молекул CH_3OH , которые диссоциируют из основного состояния S_0 , что ведет к изменению соотношения между каналами диссоциации по сравнению с газовой фазой.

В настоящей работе исследовалась фотодиссоциация метанола, физически адсорбированного на охлажденной поверхности плавленого кварца. Для фотовозбуждения использовался эксимерный KrF-лазер (длина волны $\lambda = 248$ нм). Поглощение паров метанола начинается с 220 нм [6], поэтому фрагментацию этой молекулы под действием KrF-лазера может вызвать только многофотонное возбуждение. Поглощение двух лазерных фотонов переводит молекулу CH_3OH в возбужденные электронные состояния с энергией 10 эВ. Аналогичное электронное возбуждение достигается также непрерывным излучением водородной лампы на длине волны 121.6 нм (10.2 эВ). Можно предположить схожесть диссоциации для обоих случаев фотовозбуждения. Целью настоящих экспериментов было определение типов разрываемых химических связей в адсорбированных

молекулах CH_3OH , вылетающих с поверхности фотофрагментов, и соотношений между их потоками. Сопоставление результатов с фотопроцессами в газовой и твердой фазе может способствовать выявлению особенностей фотохимии адсорбированных молекул. Охлажденная кварцевая подложка с адсорбированными на ней молекулами метанола может рассматриваться как лабораторный аналог межзвездной пылинки с молекулами метанола на ее поверхности. Двухфотонное поглощение лазерного KrF -излучения в условиях глубокого вакуума и низкой температуры имитирует воздействие межзвездных УФ-фотонов на пылинки на краю или внутри молекулярных облаков. Таким образом, результаты лабораторного эксперимента могут быть использованы для моделирования процессов десорбции и фотодиссоциации молекул метанола на космической пылинке.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Вакуумная установка состояла из двух камер, связанных отверстием диаметром 4 мм. Камеры откачивали магнитоэлектрическими насосами НОРД-100 до остаточного давления 5×10^{-8} Па (по измерениям вакуумметрами 13ВЭ8-002). В первой камере находился криостат, охлаждаемый жидким азотом. Субстрат из плавленого кварца КУ-1 был прикреплен к медному дну криостата. Субстрат охлаждали до 105 К. Пары метанола напускали в камеру с помощью пьезоэлектрического натекавателя СНА-1. Во второй камере находились квадрупольный масс-спектрометр Riber QMM-17 и второй натекаватель для напуска при измерениях газофазных масс-спектров. При этих измерениях насосы и вакуумметры выключали, чтобы не вносить искажения в масс-спектр из-за процессов фрагментации в этих газоразрядных приборах.

Эксимерный KrF -лазер (М 1701) (длительность импульса 20 нс) применяли для фотолиза и десорбции адсорбатов. Фотодиод контролировал его энергию. Лазерный пучок падал на субстрат под углом 45° к поверхности. Площадь облучаемой области субстрата составляла приблизительно 0.1 см^2 .

Частицы, десорбированные лазером с поверхности, летели через отверстие между камерами в масс-спектрометр, расположенный напротив субстрата в 38 мм от него. Масс-спектрометрические сигналы регистрировались на компьютерном осциллографе. Сигнал на массе фрагмента определяется как число этих фрагментов, прилетевшими с поверхности субстрата, так и ионами, образовавшимися при диссоциативной ионизации в ионном источнике масс-спектро-

метра из десорбированных молекул, содержащих этот фрагмент.

Использование частично дейтерированного метанола позволило идентифицировать происхождение некоторых фрагментов: поскольку атомы водорода могут отрываться как от гидроксильной, так и от метильной группы, продукты диссоциации дейтерированных молекул метанола позволяют конкретизировать разрываемые связи.

Монослой физически адсорбированного метанола использовали в экспериментах по фотодиссоциации. Новое монослойное покрытие конденсировалось к каждому измерительному лазерному импульсу. Метанол постоянно напускали в камеру при давлении $p = 1 \times 10^{-5}$ Па (с учетом коррекции показаний вакуумметра на соотношение чувствительностей метанола и азота). Сначала субстрат облучали четырьмя лазерными импульсами при высокой плотности энергии излучения $F = 150 \text{ мДж/см}^2$ для удаления с поверхности кварца всех адсорбатов. В течение следующих 10 с осаждалось новое монослойное покрытие, и его облучали измерительным лазерным импульсом для фрагментации и десорбции адсорбированных молекул метанола.

3. ФРАГМЕНТЫ ФОТОДИССОЦИАЦИИ АДСОРБИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛ МЕТАНОЛА

Для определения основных фотофрагментов при плотности энергии лазерного излучения $F \approx 100 \text{ мДж/см}^2$ были измерены сигналы на массах исходной молекулы CH_3OH и ее возможных фрагментов. Наиболее интенсивные сигналы (в порядке убывания величин) были получены на массах $m = 31$ ($\text{CH}_2\text{OH}/\text{CH}_3\text{O}$), 32 (CH_3OH), 29 (CHO). Именно эти фрагменты являются основными при диссоциативной ионизации CH_3OH электронным ударом при энергии 70 эВ. При высокой плотности энергии лазерного излучения десорбция молекул метанола превышает выход всех фотофрагментов. Поэтому в сигналах на указанных массах преобладает вклад от десорбции CH_3OH . Среди фрагментов с низкой эффективностью образования из CH_3OH в ионном источнике масс-спектрометра большие сигналы были зарегистрированы на массах: $m = 17$ (OH), 16 (O/CH_4), 15 (CH_3) и 1 (H). Эти сигналы могут отвечать фотофрагментам, прилетевшим с поверхности субстрата. Следует отметить, что на массе $m = 2$ (H_2) в отличие от экспериментов со льдами метанола при облучении водородной лампой [11] был получен очень слабый сигнал.

Далее были измерены зависимости сигналов фрагментов (S) от плотности энергии лазерного излучения (F). Эти энергетические зависимости представлены на рис. 1. Начальные участки их ро-

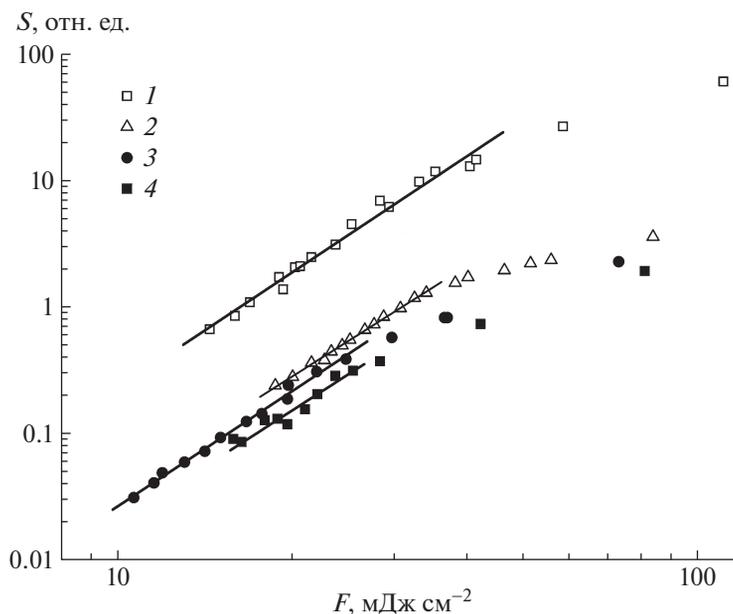
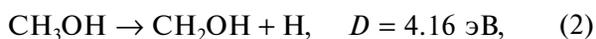
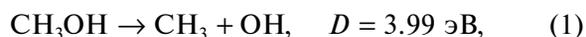


Рис. 1. Энергетические зависимости (в логарифмических координатах) основных фотофрагментов CH_3OH : 1 – OH (наклон аппроксимирующей прямой 3.1), 2 – CH_3 (2.9), 3 – H (3.0), 4 – O/ CH_4 (2.9). Все экспериментальные точки усреднены по результатам девяти измерений.

ста хорошо аппроксимируются степенными функциями $S \sim F^n$, где показатели степени n имеют целочисленные значения. Величина n соответствует числу лазерных фотонов, вовлеченных в эти диссоциативные процессы. Оказалось, что все фрагменты появляются при трехфотонном возбуждении молекул на поверхности [13]. Поглощение одного или двух фотонов Krf-лазера не вызывало фрагментации адсорбированных молекул CH_3OH , так как линейные или квадратичные участки энергетических зависимостей не были обнаружены. При малых интенсивностях излучения они должны были доминировать над кубической зависимостью. Прозрачность метанола на 248 нм объясняет отсутствие однофотонной фрагментации. Но поглощение двух фотонов переводит молекулу CH_3OH в возбужденное электронное состояние с энергией 10 эВ. Возбуждение газообразного метанола излучением водородной лампы на 121.6 нм (10.2 эВ) [8] приводило к его фрагментации по ряду каналов. Это расхождение может быть обусловлено особенностями динамики возбужденных адсорбированных молекул, где сверхбыстрая внутримолекулярная релаксация играет доминирующую роль.

ОН-, CH_3 - и H-фрагменты могут появляться в следующих реакциях:



где D – энергии разрыва связей [13]. Атомы H могут быть фрагментами двух реакций (2) и (3), в зависимости от того, какая связь рвется (O–H или C–H). Чтобы установить тип разрываемых связей и определить соотношение H-фрагментов, связанных с реакциями (2) и (3), изучалась диссоциация частично дейтерированного метанола (см. следующий раздел). Парные фрагменты CH_2OH и CH_3O этих реакций регистрировались как общий сигнал на массе $m = 31$. Энергетическая зависимость этого сигнала повторяет зависимость для исходной молекулы CH_3OH . Она растет круче, чем по кубическому закону (примеры соответствующих фрагментов для дейтерированного метанола представлены на рис. 2). Сигнал на массе $m = 31$ в основном определяется термической десорбцией метанола с последующей диссоциативной ионизацией в масс-спектрометре. Эта десорбция вызывается нагревом очень тонкого поверхностного слоя субстрата при поглощении лазерного излучения поверхностными дефектами в плавленом кварце [14]. Аналогичный процесс был использован для удаления адсорбатов с поверхности перед формированием каждого нового монослойного покрытия метанола.

Масс-спектрометрический сигнал пропорционален числу ионов (с выбранной массой), получаемых в ионном источнике из прилетевших с поверхности частиц. Чтобы связать число этих частиц с измеряемым сигналом, необходимо учесть сечения ионизации частиц. Сигналы обоих фрагментов реакции (1) были обнаружены,

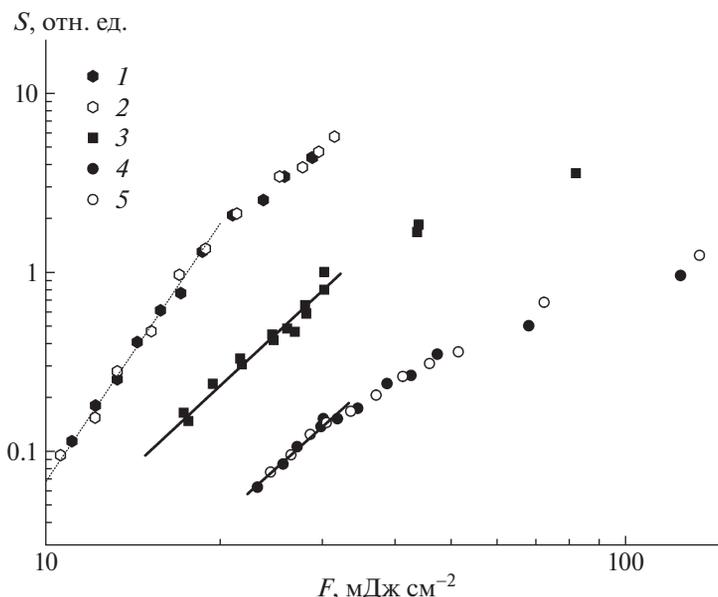


Рис. 2. Энергетические зависимости для дейтерированных молекул и их фрагментов при облучении KrF-лазером адсорбированного монослоя смеси: 1 – CD₃OD (значения умножены на 1.3), 2 – CD₃OH, 3 – O (наклон аппроксимирующей прямой 3.0), 4 – H (значения умножены на 3.4), 5 – D (наклон общей аппроксимирующей прямой для H и D 2.9).

причем сигнал OH оказался в 6.5 раз больше, чем сигнал CH₃. Учитывая сечения их ударной ионизации при 70 эВ: $3.1 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ для CH₃ [14] и $1.85 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ для OD [16], соотношение прилетевших в масс-спектрометр фотофрагментов OH:CH₃ составляет 11. Здесь полагалось, что сечения ионизации для OH и OD совпадают. Различие в числе этих фотофрагментов может быть обусловлено особенностями пространственной геометрии адсорбированной молекулы CH₃OH. Если молекула связана с поверхностью субстрата через атом углерода, то при разрыве C–O связи все OH-радикалы летят от поверхности, тогда как часть CH₃-радикалов может остаться на поверхности.

Из измеренных зависимостей (см. рис. 1) соотношение между OH-фрагментами и H-атомами, появившимися в реакциях (2) и (3), равно 3 (при величине сечения ионизации для H, равной $6 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ [15]).

Сигнал на массе $m = 16$ можно приписать как молекулам метана, так и атомам кислорода. С одной стороны, CH₄ могут появляться при отрыве CH₃ от адсорбированных молекул метанола под действием H-фотофрагментов подобно одному из механизмов получения молекул водорода в работе [9]. Соотношение H и CH₄ фрагментов примерно равно 8 (при предположении, что сигнал на массе $m = 16$ полностью связан с метаном, и величине сечения ионизации для CH₄ $3.5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$

[15]). Это соотношение отвечает необычно высокой эффективности отрыва CH₃-группы от метанола. С другой стороны, этот сигнал на массе $m = 16$ может быть связан с атомами кислорода. Последовательные фотопроцессы разрыва O–H и O–C связей не могут представлять канал генерации атомов кислорода, так как промежуточный фрагмент должен быть результатом двухфотонного возбуждения метанола. Фрагменты, описываемые квадратичной энергетической зависимостью, не были обнаружены.

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ДЕЙТЕРИРОВАННЫМ МЕТАНОЛОМ

В экспериментах использовалась смесь CD₃OD и CD₃OH. Соотношение этих молекул в газофазном масс-спектре составило 1.3 : 1. Энергетические зависимости сигналов были измерены на массах $m = 37$ (CD₃OD), 36 (CD₃OH), 16 (O), 2 (D) и 1 (H). Они представлены на рис. 2. Соотношение десорбционных сигналов на массах $m = 37$ и 36, равное 1.3, подтвердило состав смеси. Сигналы на этих массах существенно превышали сигналы от фрагментов, а энергетические зависимости были круче, чем растущие по кубическому закону зависимости для фотофрагментов.

Сигнал на массе $m = 2$ был приписан атому дейтерия, а не молекуле водорода, так как на массе $m = 2$ в случае CH₃OH и на массе $m = 4$ в смеси

дейтерированных метанолов были зарегистрированы только слабые сигналы.

Измеренное соотношение сигналов D:H составляет 3.4, что позволяет оценить соотношение разрываемых связей C–H(D) и O–H(D). Предположим, что скорость разрыва связи не зависит от замены водорода дейтерием. Введем следующие обозначения для скоростей: $k(O-H) = k(O-D) = k_O$, $k(C-D) = k_C$. Обозначим поверхностные концентрации адсорбированных молекул CD_3OD и CD_3OH как n_D и n_H соответственно. Учтем, что в метаноле число C–H(D) связей втрое больше, чем O–H(D) связей. Тогда измеренное соотношение сигналов атомов дейтерия (S_D) и водорода (S_H) приводит к следующему уравнению:

$$S_D/S_H = (n_D k_O + 3n_D k_C + 3n_H k_C)/(n_H k_O) = 3.4. \quad (4)$$

При $n_D:n_H = 1.3$ получается соотношение $k_O:k_C = 3.3$. Несмотря на то что энергия диссоциации связи O–H выше, чем для C–H, при ее разрыве больше атомов водорода попадает в масс-спектрометр. С одной стороны, это согласуется с расчетами работы [12], где показано, что в возбужденном электронном состоянии метанола легче происходит удлинение и разрыв связи O–H, чем C–H. С другой стороны, необходимо принимать во внимание геометрию адсорбции CH_3OH . При связи молекулы с поверхностью через атом углерода не все атомы водорода, образовавшиеся при разрыве C–H связей, попадают в масс-спектрометр.

Эксперименты с дейтерированным метанолом показали, что атомы водорода появляются при разрыве как O–H, так и C–H связи, и все типы связи в адсорбированных молекулах CH_3OH могут быть разрушены при облучении.

Оставшаяся кубическая энергетическая зависимость на рис. 2 относится к десорбированным частицам на массе $m = 16$ и описывает атомы кислорода. Тогда аналогичная зависимость для CH_3OH на рис. 1 также связана с атомами кислорода, а не с метаном. В смеси дейтерированных метанолов сигналы на массах $m = 19$ (CHD_3) и 20 (CD_4) были очень слабыми. Происхождение сигнала на массе $m = 16$ связано с диссоциативной ионизацией кислород-содержащего первичного фотофрагмента в ионном источнике масс-спектрометра. Наиболее интенсивным из фотофрагментов был OH-радикал. Ударная ионизация OH при энергии электронов 70 эВ создает примерно на порядок меньше ионов O^+ , чем ионов OH^+ [16]. Это согласуется с измеренным соотношением сигналов $OH:O = 12$, полученным для адсорбированного CH_3OH .

Аналогичное объяснение можно дать еще одной кубической энергетической зависимости, обнаруженной на массе $m = 32$ (CD_2O и/или

$CDOD$). Диссоциативная фрагментация в масс-спектрометре десорбированных молекул дейтерированного метанола не обеспечивает наблюдаемого уровня этого сигнала. Он может образовываться из первичных фотофрагментов реакций (2) и/или (3) на массе $m = 34$ путем их диссоциативной ионизации в ионном источнике. Таким образом, хотя бы один из тяжелых фотофрагментов (с массой $m = 34$) реакций (2) и (3) долетает до масс-спектрометра. К сожалению, существует очень мало информации об ударной ионизации радикалов, что ограничивает возможности дальнейшего обсуждения.

Одна из основных установленных в данной работе особенностей фотохимии метанола в адсорбированном монослое заключается в отсутствии среди продуктов фотораспада молекул H_2 или CH_4 , которые могли бы образоваться в результате рекомбинационных процессов с участием фотолитических атомов H. Такие реакции термодинамически возможны (принимая во внимание энтальпии их начальных и конечных продуктов) и действительно весьма эффективно происходят в газовой фазе и во льдах при температуре 8 К. Однако в условиях нашего эксперимента (монослойное покрытие, короткий лазерный импульс и температура поверхности субстрата ~ 100 К) такие реакции маловероятны из-за практически немедленной тепловой десорбции образующегося атомарного водорода в газовую фазу.

5. ПРИМЕНЕНИЕ В АСТРОХИМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

В астрохимии стараются максимально использовать экспериментальные данные, полученные в результате лабораторных исследований. Физические условия (температура, давление, концентрация газа, интенсивность УФ-излучения) для экспериментов создаются максимально близкими к условиям МЗС. Однако полностью воссоздать условия, идентичные МЗС, невозможно, поэтому астрономическим моделям, в которых используются данные лабораторных экспериментов, присуща высокая степень неопределенности.

Как уже было отмечено, в астрохимии метанол занимает особое положение, так как его содержание может быть объяснено только с учетом реакций на поверхности пыли. Ранее в литературе были представлены результаты лабораторных экспериментов с метанолом в твердой фазе и в составе аналогов межзвездного льда [17, 18]. В качестве источников непрерывного УФ-излучения использовалась водородная лампа. В данной же работе изучался метанол, монослойно адсорбированный на охлажденной кварцевой подложке, что приближенно можно рассматривать как аналог силикатной космической пылинки, а в каче-

стве дискретного УФ-излучения использовалось многофотонное поглощение импульсного K_rF-лазера.

В молекулярных облаках на поверхности космической пыли обычно образуется ледяная мантия, состоящая из сложной смеси молекул воды, монооксида углерода, метанола и других соединений, поэтому моделируемого УФ-воздействия на изолированные молекулы метанола в этих объектах не происходит. Однако, как показывают эксперименты [19], метанол может образоваться на поверхности углистых пылинок в результате их бомбардировки атомами водорода и кислорода. В этом случае метанол может присутствовать на поверхности углеродистой пыли в виде молекулярного монослоя и без примеси других компонентов. Такой вариант, по-видимому, осуществим на границах молекулярных облаков и в фотодиссоциационных областях. Кроме того, использовавшаяся в данном эксперименте температура поверхности субстрата в ~100 К соответствует физическим условиям, наблюдаемым в подобных астрономических регионах.

В данном эксперименте показано, что молекулы метанола могут быть диссоциированы на фрагменты, которые затем десорбируют в газовую фазу. Однако десорбция самих молекул метанола доминирует над их диссоциацией (см. рис. 2). В одном из экспериментов со льдом из метанола был, напротив, получен результат, что молекулы метанола не десорбируют целиком, а вместо этого разрушаются, а десорбируются образовавшиеся фрагменты [11]. На основании другого эксперимента [18] было высказано предположение, что, разрушаясь в твердой фазе на фрагменты, молекулы могут мгновенно рекомбинировать, а затем уже десорбировать. Наш эксперимент указывает, что адсорбированные молекулы метанола могут эффективно десорбировать неповрежденными. То есть, образовавшись на поверхности пылинки, молекула метанола с большой вероятностью попадет в газовую фазу. Одной из возможных причин расхождений в результатах экспериментов является различие в толщине и составе покрытия. В нашем эксперименте изучался монослой, тогда как в вышеуказанных экспериментах — многослойный лед. Выход молекул метанола и их фотофрагментов из толстого льда в газовую фазу очевидно весьма затруднителен из-за стерического фактора.

В работе [18] также найдено, что выход фотодесорбции не зависит от плотности потока энергии. В нашем эксперименте сигналы зависят от плотности потока, в основном, со степенью 3. Такое различие в зависимостях возникает из-за различия в энергиях воздействующих фотонов (в нашем эксперименте — 5 эВ, а в эксперименте [17] — от 7 до 10.5 эВ), а также возможно из-за разных

механизмов диссоциации молекул в твердой фазе и в адсорбированном состоянии. Сигнал масс-спектрометра на массе метанола зависит от плотности энергии сложным образом: начальная зависимость имеет порядок более 3 (на рис. 2 наклон аппроксимирующей прямой составляет 4.8), а потом насыщается при больших значениях плотности энергии. Такое поведение связано с тем, что десорбция происходит не непосредственно от попадания фотонов, а вследствие нагрева подложки. Тем не менее наш эксперимент указывает, что под воздействием УФ-поля излучения молекулы метанола могут эффективно физически десорбировать с поверхности пылинок в газовую фазу МЗС.

При изучении льдов было показано, что состав льда значительно меняется под действием УФ-излучения: помимо фрагментов молекул метанола, наблюдаются и другие, более сложные молекулы, то есть происходит синтез сложных органических соединений, к примеру, таких как метилформиат [17, 18]. Среди компонентов льда также присутствуют молекулы и радикалы CO, CO₂, CH₄, HCO, H₂CO, CH₂OH и др. Однако в вышеуказанных экспериментах не детектировалась десорбция этих фрагментов, тогда как в данной работе эти фрагменты были зафиксированы масс-спектрометрически, то есть в десорбированном состоянии. Таким образом, было показано, что молекулы метанола могут не только диссоциировать и десорбировать сами, но в газовую фазу могут также попасть и фрагменты диссоциации. Мы не измеряли сигналы от фотофрагментов тяжелее, чем $m = 37$, но, учитывая, что молекулы метанола диссоциируют на те же самые фрагменты, что и в экспериментах со льдом, не исключено, что они вступают в реакции образования сложных молекул, которые также впоследствии десорбируются с поверхности.

Если на качественном уровне результаты данного эксперимента могут быть легко адаптированы к задачам астрохимии, то использование количественных измерений затруднительно и требует дополнительных предположений. Во-первых, в эксперименте использовался лазер, интенсивность излучения которого заведомо больше межзвездного поля излучения (разница составляет около 19 порядков на изучаемой длине волны [20]). Во-вторых, длина волны используемого лазера составляет 248 нм (энергия фотонов 5 эВ), чего недостаточно для однофотонной диссоциации метанола. Кроме того, в лазерном эксперименте процесс фотопоглощения и последующей десорбции значительно интенсифицирован высокой мощностью когерентного излучения лазера и возможностью многофотонных процессов. В МЗС интенсивность излучения намного ниже, поэтому вероятность реализации многофотонно-

го процесса низка. Однако фотоны в МЗС обладают большей энергией, чем фотоны используемого лазера, поэтому процесс фотодиссоциации адсорбированных молекул может инициироваться поглощением только одного фотона. Точное значение необходимой для этого энергии неизвестно, но нижний предел составляет около 10 эВ. В МЗС присутствуют фотоны вплоть до 13.6 эВ. Это означает, что изучаемый процесс возможен, если для его протекания достаточно фотонов с энергией менее 13.6 эВ. Надо признать, что лазерно-индуцированные процессы для условий МЗС выглядят экзотическими, поэтому желательно провести аналогичные эксперименты с монослойным покрытием метанола, используя менее интенсивный непрерывный источник УФ-излучения с большей энергией фотонов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показано, что все возможные типы химической связи (С–О, О–Н и С–Н) в монослойном адсорбированных молекулах метанола разрываются при облучении KrF-лазером. Однако для этого требуется как минимум три лазерных кванта. Фотодиссоциация метанола приводит к вылету с поверхности OH-, CH₃- и H-фрагментов. По крайней мере, еще один из тяжелых фотофрагментов на массе $m = 31$ (CH₃O или CH₂OH) также десорбирует с поверхности. Атомы Н появляются при диссоциации как гидроксильной, так и метильной группы метанола. Нейтральные молекулы H₂ и CH₄ отсутствуют при фотолизе адсорбированных молекул в отличие от фотодиссоциации CH₃OH в газовой фазе или льдах. Наиболее интенсивными фотофрагментами являются OH-радикалы, число которых втрое превышает суммарное число десорбированных атомов водорода. Разрыв О–Н дает в 3.3 раза больше атомов водорода, попавших в масс-спектрометр, чем разрыв С–Н. По-видимому, пространственная геометрия адсорбированной молекулы метанола существенно влияет на соотношение фотофрагментов в монослойном покрытии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (номер гранта 18-13-00269).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *E. Herbst and E. F. van Dishoeck*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **47**, 427 (2009).
2. *М. С. Мурга, В. Н. Варакин, А. И. Васюнин, А. В. Столяров, Д. З. Вибе*, *Успехи химии* **89**, вып. 4 (2020), в печати.
<https://doi.org/10.1070/RCR4912>
3. *K. I. Öberg*, *Chem. Rev.* **116**, 9631 (2016).
4. *G. E. Hassel, E. Herbst, and R. Garrod*, *Astrophys. J.* **681**, 1385 (2008).
5. *Y. Wen, J. Segall, M. Dulligan, and C. Wittig*, *J. Chem. Phys.* **101**, 5665 (1994).
6. *B.-M. Cheng, M. Bahou, W.-C. Chen, C.-H. Yui, Y.-P. Lee, and L.C. Lee*, *J. Chem. Phys.* **117**, 1633 (2002).
7. *S. Harich, J. J. Lin, Y. T. Lee, and X. Yang*, *J. Phys. Chem. A.* **103**, 10324 (1999).
8. *S.-H. Lee, H.-I. Lee, and Y. T. Lee*, *J. Chem. Phys.* **121**, 932 (2004).
9. *M. Lucas, Y. Liu, R. Bryant, and J. Zhang*, *Chem. Phys. Lett.* **619**, 18 (2015).
10. *T. Hama, M. Yokoyama, A. Yabushita, and M. Kawasaki*, *J. Chem. Phys.* **130**, 164505 (2009).
11. *G. A. Cruz-Diaz, R. Martín-Doménech, G. M. Muñoz Caro, and Y.-J. Chen*, *Astron. and Astrophys.* **592**, A68 (2016).
12. *M. Kayanuma, M. Shoji, K. Furuya, Y. Aikawa, M. Umemura, and Y. Shigeta*, *Chem. Phys. Lett.* **714**, 137 (2019).
13. *Y.-R. Luo* *Comprehensive Handbook of Chemical Bond Energies* (Boca Raton: CRC Press, 2007).
14. *V. N. Varakin*, *Chem. Phys. Lett.* **714**, 114 (2019).
15. *W. Hwang, Y.-K. Kim, and M. E. Rudd*, *J. Chem. Phys.* **104**, 2956 (1996).
16. *V. Tarnovsky, H. Deutsch, and K. Becker*, *J. Chem. Phys.* **109**, 932 (1998).
17. *P. A. Gerakines, W. A. Schutte, and P. Ehrenfreund*, *Astron. and Astrophys.* **312**, 289 (1996).
18. *K. I. Öberg, R. T. Garrod, E. F. van Dishoeck, and H. Linnartz*, *Astron. and Astrophys.* **504**, 891 (2009).
19. *A. Potapov, C. Jaeger, Th. Henning, M. Jonusas, and L. Krim*, *Astrophys. J.* **846**, 2, 131 (2017).
20. *М. С. Мурга, В. Н. Варакин, А. В. Столяров, и Д. З. Вибе*, *Астрон. журн.* **96**, 619 (2019).

УДК 524.6-34

НОВАЯ ОЦЕНКА СКОРОСТИ РАСШИРЕНИЯ АССОЦИАЦИИ СКОРПИОНА–ЦЕНТАВРА ПО ЗВЕЗДАМ ТИПА Т ТЕЛЬЦА ИЗ КАТАЛОГА GAIA DR2

© 2020 г. В. В. Бобылев^{1,*}, А. Т. Байкова¹

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

* e-mail: vbobylev@gaoran.ru

Поступила в редакцию 03.11.2019 г.

После доработки 16.12.2019 г.

Принята к публикации 20.12.2019 г.

Кинематические свойства ассоциации Скорпиона–Центавра изучены с использованием пространственных скоростей около 700 молодых звезд типа Т Тельца. Их собственные движения и тригонометрические параллаксы были отобраны Зари и др. из каталога Gaia DR2, а значения лучевых скоростей были взяты из различных источников. Новая оценка коэффициента линейного расширения ассоциации $K = 39 \pm 2$ км/с/кпк получена с учетом влияния галактической спиральной волны плотности с амплитудой радиальных возмущений $f_R = 5$ км/с и фазой Солнца в волне -120° . Показано, что собственное вращение ассоциации мало. Эллипсоид остаточных скоростей этих звезд имеет главные полуоси $\sigma_{1,2,3} = (7.72, 1.87, 1.74) \pm (0.56, 0.37, 0.22)$ км/с и расположен под углом $12 \pm 2^\circ$ к галактической плоскости.

DOI: 10.31857/S0004629920040027

1. ВВЕДЕНИЕ

Звездная ассоциация Скорпиона–Центавра (Sco OB2) является типичной, не самой молодой OB-ассоциацией. Она расположена в непосредственной близости от Солнца, поэтому изучена детальнее других подобных структур. Например, по данным современного каталога Gaia DR2 [1, 2] к ассоциации Скорпиона–Центавра относят около 3000 вероятных членов–звезд главной последовательности и более 11000 звезд типа Т Тельца [3]. В ассоциации выделяют три группы: US (Upper Scorpius), UCL (Upper Centaurus–Lupus) и LCC (Lower Centaurus–Crux) со средними расстояниями 145, 140 и 118 пк соответственно [4, 5].

По сравнению с рассеянными скоплениями звездные ассоциации имеют значительно меньшую плотность. Уже Амбарцумяном [6] была высказана гипотеза об их гравитационной неустойчивости и постепенном рассеивании. Одним из первых эффект расширения звездной ассоциации промоделировал [7] и оценил Блау [8]. В частности, по данным о молодых массивных звездах спектрального класса В он нашел коэффициент линейного расширения ассоциации Скорпиона–Центавра $K = 50$ км/с/кпк, что позволило оценить время расширения 20 млн лет. Эта кинематическая оценка находится в неплохом согласии с современными оценками возраста главных чле-

нов ассоциации: US (менее 10 млн лет), UCL (16–20 млн лет) и LCC (16–20 млн лет), которые получены путем подгонки эволюционных треков звезд к изохронам на диаграмме Герцшпрунга–Рассела и другими методами [9–11].

Анализ современных кинематических данных позволил обнаружить эффекты собственного вращения и расширения у других известных OB-ассоциаций [12, 13]. Например, расширение ассоциаций Per OB1 и Car OB1 происходит со скоростью около 6 км/с [14, 15].

Сартори и др. [10] показали отсутствие различий в распределении и кинематике между массивными и маломассивными (типа Т Тельца) звездами сопоставимого возраста на примере ассоциации Скорпиона–Центавра. Ими предложена модель формирования этой ассоциации в результате воздействия галактической спиральной волны плотности на газо-пылевое протооблако. В работе [16] детально разработана модель последовательного звездообразования в приложении к ассоциации Скорпиона–Центавра.

Бобылев и Байкова [18] получили оценку коэффициента линейного расширения ассоциации Скорпиона–Центавра $K = 46 \pm 8$ км/с/кпк по выборке молодых массивных звезд из каталога HIPPARCOS [17]. В работе Торреса и др. [19] показано, что эффекту расширения приблизительно

но с такой скоростью подвержено значительное количество молодых звездных группировок из широкой окрестности ассоциации Скорпиона–Центавра. При анализе кинематики ОВ-звезд авторы [20] высказали предположение о том, что галактическая спиральная волна плотности может оказывать заметное влияние на определение К-эффекта в поясе Гулда и в ассоциации Скорпиона–Центавра.

Целью настоящей работы являются определение пространственных и кинематических характеристик системы молодых звезд, принадлежащих ассоциации Скорпиона–Центавра, уточнение по ним известного эффекта расширения этой ассоциации, оценка собственного вращения системы, а также анализ остаточных скоростей звезд, вычисленных с учетом галактической спиральной волны плотности.

2. ДАННЫЕ

В работе Зари и др. [21] создан компилятивный каталог звезд типа Т Тельца. Эти звезды были отобраны ими из каталога Gaia DR2 по кинематическим и фотометрическим характеристикам. Все они расположены не далее 500 пк от Солнца, так как использовалось ограничение на радиус выборки $\pi < 2$ миллисекунд дуги (мсд). Подавляющее их большинство принадлежит поясу Гулда. Отбор осуществлялся по собственным движениям путем анализа сглаженного распределения точек на плоскости $\mu_\alpha \cos \delta$ с использованием ограничения на тангенциальную скорость звезды $\sqrt{(\mu_\alpha \cos \delta)^2 + \mu_\delta^2} < 40$ км/с. Значения лучевых скоростей в каталоге [21] были взяты из различных источников, в частности, и из каталога Gaia DR2. Однако звезд с лучевыми скоростями существенно меньше, чем звезд с собственными движениями.

В настоящей работе мы используем звезды типа Т Тельца из выборки, которая наиболее тесно связана с поясом Гулда. Она имеет обозначение pmsvt3 в каталоге [21] и содержит 23686 звезд с собственными движениями и параллаксами, а звезд с лучевыми скоростями — около 2000.

Из выборки pmsvt3 были отобраны звезды с относительными ошибками параллакса менее 15%, принадлежащие ассоциации Скорпиона–Центавра. В эту выборку вошли около 5300 звезд-вероятных членов ассоциации с собственными движениями и параллаксами. Из них примерно 700 звезд имеют измеренные лучевые скорости. При отборе были взяты звезды с широтами b от -15° до 35° , согласно карте ассоциации, например, из работы [5]. Кроме того, использовались следующие ограничения: гелиоцентрическое рас-

стояние $r < 220$ пк, координата x в интервале от -50 пк до 250 пк, а координата y от -200 пк до 50 пк.

3. МЕТОДЫ

Мы используем прямоугольную систему координат с центром в Солнце, где ось x направлена в сторону галактического центра, ось y — в сторону галактического вращения и ось z — в северный полюс Галактики. Тогда $x = r \cos l \cos b$, $y = r \sin l \cos b$ и $z = r \sin b$.

Из наблюдений нам известны три составляющие скорости звезды: лучевая скорость V_r и две проекции тангенциальной скорости $V_l = 4.74r\mu_l \cos b$ и $V_b = 4.74r\mu_b$, направленные вдоль галактической долготы l и широты b , соответственно, выраженные в км/с. Здесь коэффициент 4.74 является отношением числа километров в астрономической единице к числу секунд в тропическом году, а $r = 1/\pi$ — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк, которое мы вычисляем через параллакс звезды π в мсд. Компоненты собственного движения $\mu_l \cos b$ и μ_b выражены в мсд/год.

Через компоненты V_r , V_l и V_b вычисляются пространственные скорости U , V , W , где скорость U направлена от Солнца к центру Галактики, V в направлении вращения Галактики и W на северный галактический полюс:

$$\begin{aligned} U &= V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \\ V &= V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b, \\ W &= V_r \sin b + V_b \cos b. \end{aligned} \quad (1)$$

Очевидно, что для вычисления пространственных скоростей необходимо использовать звезды, для которых имеется полная информация, то есть, известны параллакс, лучевая скорость и компоненты собственного движения.

На рис. 1 дано распределение отобранных звезд с известными лучевыми скоростями в проекции на галактическую плоскость xu и их пространственные скорости. На рисунке также отмечены 33 звезды со скоростями $V > 10$ км/с, которые не были использованы при решении основных кинематических уравнений. Как можно видеть из рисунка, отобранные звезды образуют очень компактное сгущение на плоскости UV -скоростей (рис. 1б), и представляют большой интерес для кинематического анализа.

3.1. Остаточные скорости

При формировании остаточных скоростей мы в первую очередь учитываем пекулярную скорость Солнца относительно местного стандарта покоя (МСП), U_\odot , V_\odot и W_\odot . Протяженность рассматриваемой нами области в радиальном (вдоль

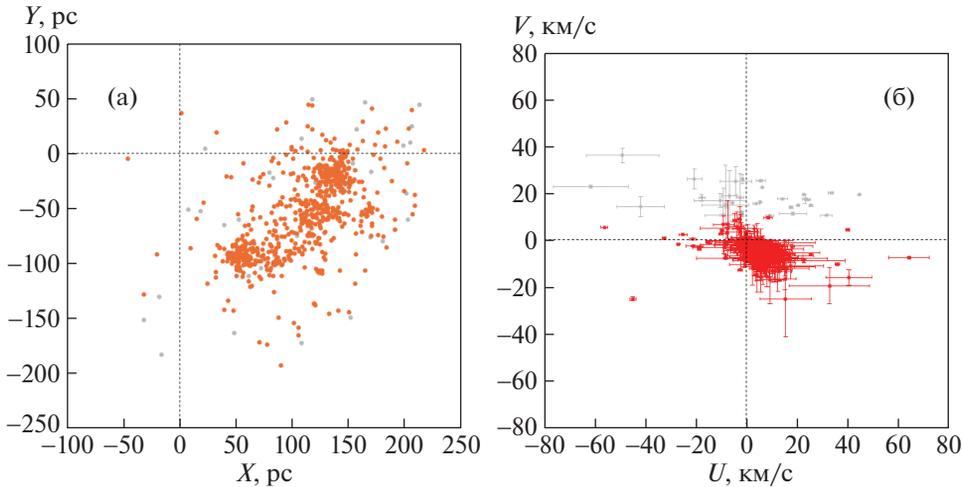


Рис. 1. Распределение отобранных нами вероятных членов ассоциации Скорпиона—Центавра на галактической плоскости $xу$ (а), пространственные UV -скорости этих звезд (б), скорости даны относительно местного стандарта покоя, светлыми точками отмечены звезды со скоростями $V > 10$ км/с.

R) направлении составляет менее 200 пк, поэтому нет особой необходимости в учете дифференциального вращения Галактики, тем более, что кривая галактического вращения близка к плоской. Но интересно учесть влияние галактической спиральной волны плотности. Выражения для учета двух указанных эффектов имеют следующий вид:

$$V_r = V_r^* - [-U_\odot \cos b \cos l - V_\odot \cos b \sin l - W_\odot \sin b + \tilde{v}_\theta \sin(l + \theta) \cos b - \tilde{v}_R \cos(l + \theta) \cos b], \quad (2)$$

$$V_l = V_l^* - [U_\odot \sin l - V_\odot \cos l - r\Omega_0 \cos b + \tilde{v}_\theta \cos(l + \theta) + \tilde{v}_R \sin(l + \theta)], \quad (3)$$

$$V_b = V_b^* - [U_\odot \cos l \sin b + V_\odot \sin l \sin b - W_\odot \cos b - \tilde{v}_\theta \sin(l + \theta) \sin b + \tilde{v}_R \cos(l + \theta) \sin b], \quad (4)$$

где стоящие в правых частях уравнений V_r^* , V_l^* , V_b^* — исходные, не исправленные скорости, а в левых частях V_r , V_l , V_b — исправленные скорости, с которыми можем вычислить остаточные скорости U , V , W на основе соотношений (1), R — расстояние от звезды до оси вращения Галактики, $R^2 = r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \cos l + R_0^2$. Расстояние R_0 принимаем равным 8.0 ± 0.15 кпк [22]. Конкретные значения пекулярной скорости Солнца относительно МСП, $(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (11.1, 12.2, 7.3)$ км/с, берем согласно определению [23].

Интерес представляют еще две скорости: радиальная V_R , направленная от галактического центра вдоль радиуса и ортогональная ей ско-

рость V_θ , направленная вдоль вращения Галактики. Эти скорости вычисляются на основе следующих соотношений:

$$\begin{aligned} V_\theta &= U \sin \theta + (V_0 + V) \cos \theta, \\ V_R &= -U \cos \theta + (V_0 + V) \sin \theta, \end{aligned} \quad (5)$$

где позиционный угол θ удовлетворяет соотношению $\tan \theta = y/(R_0 - x)$, x , y , z — прямоугольные гелиоцентрические координаты звезды, V_0 — линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии R_0 .

Для учета влияния спиральной волны плотности использована модель, основанная на линейной теории волн плотности Лина и Шу [24], в которой возмущение потенциала имеет вид бегущей волны, тогда

$$\begin{aligned} \tilde{v}_R &= f_R \cos \chi, \\ \tilde{v}_\theta &= f_\theta \sin \chi, \\ \chi &= m[\cot(i) \ln(R/R_0) - \theta] + \chi_\odot, \end{aligned} \quad (6)$$

где f_R и f_θ — амплитуды возмущений радиальной и азимутальной скоростей; i — угол закрутки спиралей ($i < 0$ для закручивающихся спиралей); m — число рукавов; χ_\odot — фазовый угол Солнца, в настоящей работе мы его отсчитываем от центра спирального рукава Киля—Стрельца, λ — расстояние (по галактоцентрическому радиальному направлению) между соседними отрезками спиральных рукавов в околосолнечной окрестности (длина спиральной волны) вычисляется из соотношения

$$\tan(i) = \lambda m / (2\pi R_0). \quad (7)$$

Изложенный метод учета влияния спиральной волны плотности применялся, например, в работе [25] или [26].

В настоящее время нет определенности в вопросе количества спиральных рукавов m в нашей Галактике. Однако в нашем случае рассматриваемая окрестность мала, позиционный угол $\theta \rightarrow 0^\circ$ в формуле (6). Легко показать, что при таком условии учет спиральной волны не зависит от m . Действительно, согласно соотношению (7) имеем $\cot(i) = 2\pi R_0/\lambda m$. После подстановки $\cot(i)$ в (6) m сокращается. Таким образом, для учета влияния спиральной волны плотности необходимо иметь значения четырех параметров: λ , f_R , f_θ и χ_\odot .

Эффективность учета зависит как от амплитуды возмущения спиральной волны, так и от значения фазы Солнца в волне. То есть при определенном значении фазы даже при большой амплитуде можно получить нулевой эффект. С другой стороны, при определенной амплитуде радиальных возмущений, на такую же величину уменьшается значение определяемого коэффициента линейного расширения звездной системы K . Такой опыт был получен нами при анализе кинематики пояса Гулда [27].

В настоящей работе мы согласно анализу различных звездных выборок [28–31] принимаем следующие параметры спиральной волны плотности: $\lambda = 2.2$ кпк, $f_R = 5$ км/с, $f_\theta = 0$ км/с и $\chi_\odot = -120^\circ$. Так как рассматриваются очень молодые звезды, то мы ориентируемся на значения параметров спиральной волны плотности, которые получены различными авторами по наиболее молодым объектам. Например, из анализа лазерных источников с измеренными тригонометрическими параллаксами было найдено значение фазы Солнца в волне плотности $\chi_\odot = -125 \pm 10^\circ$ [29], по выборке молодых рассеянных звездных скоплений $\chi_\odot = -120 \pm 10^\circ$ [30], а по цефеидам $\chi_\odot = -121 \pm 3^\circ$ [28]. Амплитуды скоростей радиальных возмущений f_R , как правило, значимо отличаются от нуля, а тангенциальных f_θ нет [29, 30]. Сводка современных определений f_R и f_θ дана в работе Локтина, Поповой (табл. 2 в работе [31]). На основе данных о рассеянных звездных скоплениях из текущей версии “Однородного каталога параметров рассеянных звездных скоплений” и данных каталога Gaia DR2 эти авторы нашли $f_R = 4.6 \pm 0.7$ км/с и $f_\theta = 1.1 \pm 0.4$ км/с [31]. Значение длины волны возмущений в окрестности Солнца λ заключено в интервале 2.0–2.5 кпк [29–31], хорошо определяется как по положениям звезд, так и по их кинематике. Например, значения $\lambda_\theta = 2.3 \pm 0.5$ кпк и $\lambda_R = 2.2 \pm 0.5$ кпк были найдены как из анализа тангенциальных, так и

радиальных скоростей молодых рассеянных звездных скоплений из каталога Gaia DR2 [30].

3.2. Эллипсоид остаточных скоростей

Для определения параметров эллипсоида остаточных скоростей звезд мы используем следующий известный метод [32]. В классическом варианте рассматриваются шесть моментов второго порядка a, b, c, f, e, d :

$$\begin{aligned} a &= \langle U^2 \rangle - \langle U_\odot^2 \rangle, \\ b &= \langle V^2 \rangle - \langle V_\odot^2 \rangle, \\ c &= \langle W^2 \rangle - \langle W_\odot^2 \rangle, \\ f &= \langle VW \rangle - \langle V_\odot W_\odot \rangle, \\ e &= \langle WU \rangle - \langle W_\odot U_\odot \rangle, \\ d &= \langle UV \rangle - \langle U_\odot V_\odot \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Как было отмечено выше, при необходимости можно освобождать наблюдаемые скорости не только от пекулярного движения Солнца, но и от дифференциального вращения Галактики или от влияния спиральной волны плотности. Моменты a, b, c, f, e, d являются коэффициентами уравнения поверхности

$$ax^2 + by^2 + cz^2 + 2fyz + 2ezx + 2dxy = 1, \quad (9)$$

а также компонентами симметричного тензора моментов остаточных скоростей

$$\begin{pmatrix} a & d & e \\ d & b & f \\ e & f & c \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Значения всех элементов этого тензора могут быть определены из решения следующей системы условных уравнений:

$$V_l^2 = a \sin^2 l + b \cos^2 l \sin^2 l - 2d \sin l \cos l, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} V_b^2 &= a \sin^2 b \cos^2 l + b \sin^2 b \sin^2 l + \\ &+ c \cos^2 b - 2f \cos b \sin b \sin l - \\ &- 2e \cos b \sin b \cos l + 2d \sin l \cos l \sin^2 b, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} V_l V_b &= a \sin l \cos l \sin b + b \sin l \cos l \sin b + \\ &+ f \cos l \cos b - e \sin l \cos b + \\ &+ d(\sin^2 l \sin b - \cos^2 l \sin b), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} V_b V_r &= -a \cos^2 l \cos b \sin b - b \sin^2 l \sin b \cos b + \\ &+ c \sin b \cos b + f(\cos^2 b \sin l - \sin l \sin^2 b) + \\ &+ e(\cos^2 b \cos l - \cos l \sin^2 b) - \\ &- d(\cos l \sin l \sin b \cos b + \sin l \cos l \cos b \sin b), \end{aligned} \quad (14)$$

$$V_l V_r = -a \cos b \cos l \sin l + b \cos b \cos l \sin l + f \sin b \cos l - e \sin b \sin l + d(\cos b \cos^2 l - \cos b \sin^2 l). \quad (15)$$

Решение ищется методом наименьших квадратов (МНК) относительно шести неизвестных a, b, c, f, e, d . Затем находятся собственные значения тензора (10) $\lambda_{1,2,3}$ из решения векового уравнения

$$\begin{vmatrix} a - \lambda & d & e \\ d & b - \lambda & f \\ e & f & e - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (16)$$

Собственные значения данного уравнения равны обратным значениям квадратов полуосей эллипсоида моментов скоростей и, в то же время, квадратам полуосей эллипсоида остаточных скоростей:

$$\lambda_1 = \sigma_1^2, \quad \lambda_2 = \sigma_2^2, \quad \lambda_3 = \sigma_3^2, \quad \lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3. \quad (17)$$

Направления главных осей тензора (16) $L_{1,2,3}$ и $B_{1,2,3}$ находятся из соотношений

$$\operatorname{tg} L_{1,2,3} = \frac{ef - (c - \lambda)d}{(b - \lambda)(c - \lambda) - f^2}, \quad (18)$$

$$\operatorname{tg} B_{1,2,3} = \frac{(b - \lambda)e - df}{f^2 - (b - \lambda)(c - \lambda)} \cos L_{1,2,3}. \quad (19)$$

Ошибки определения $L_{1,2,3}$ и $B_{1,2,3}$ оцениваются согласно следующей схеме:

$$\begin{aligned} \varepsilon(L_2) = \varepsilon(L_3) &= \frac{\varepsilon(\overline{UV})}{a - b}, \\ \varepsilon(B_2) = \varepsilon(\varphi) &= \frac{\varepsilon(\overline{UW})}{a - c}, \\ \varepsilon(B_3) = \varepsilon(\psi) &= \frac{\varepsilon(\overline{VW})}{b - c}, \\ \varepsilon^2(L_1) &= \frac{\varphi^2 \varepsilon^2(\psi) + \psi^2 \varepsilon^2(\varphi)}{(\varphi^2 + \psi^2)^2}, \\ \varepsilon^2(B_1) &= \frac{\sin^2 L_1 \varepsilon^2(\psi) + \cos^2 L_1 \varepsilon^2(L_1)}{(\sin^2 L_1 + \psi^2)^2}, \end{aligned} \quad (20)$$

где $\varphi = \cot B_1 \cos L_1$ и $\psi = \cot B_1 \sin L_1$. При этом необходимо заранее вычислить три величины $\overline{U^2 V^2}$, $\overline{U^2 W^2}$ и $\overline{V^2 W^2}$, тогда

$$\begin{aligned} \varepsilon^2(\overline{UV}) &= (\overline{U^2 V^2} - d^2)/n, \\ \varepsilon^2(\overline{UW}) &= (\overline{U^2 W^2} - e^2)/n, \\ \varepsilon^2(\overline{VW}) &= (\overline{V^2 W^2} - f^2)/n, \end{aligned} \quad (21)$$

где n – количество звезд. Здесь ошибки каждой оси оцениваются независимым способом за исключением L_2 и L_3 , ошибки которых вычисляются по одной формуле.

3.3. Кинематическая модель

Из анализа остаточных скоростей V_r, V_l, V_b можем определить среднюю групповую скорость $(U, V, W)_\diamond$, а также четыре аналога постоянных Оорта $(A, B, C, K)_\diamond$, которые в нашем случае характеризуют эффекты собственного вращения (A_\diamond и B_\diamond) и расширения/сжатия (C_\diamond и K_\diamond) выборки маломассивных звезд. Для этого применяется простая кинематическая модель, аналог модели Оорта-Линдблада [32]:

$$V_r = U_\diamond \cos b \cos l V_\diamond \cos b \sin l + W_\diamond \sin b + r A_\diamond \cos^2 b \sin 2l + r C_\diamond \cos^2 b \cos 2l + r K_\diamond \cos^2 b, \quad (22)$$

$$V_l = -U_\diamond \sin l V_\diamond \cos l + r A_\diamond \cos b \cos 2l - r C_\diamond \cos b \sin 2l + r B_\diamond \cos b, \quad (23)$$

$$V_b = -U_\diamond \cos l \sin b - V_\diamond \sin l \sin b + W_\diamond \cos b - r A_\diamond \sin b \cos b \sin 2l - r C_\diamond \cos b \sin b \cos 2l - r K_\diamond \cos b \sin b. \quad (24)$$

Неизвестные $(U, V, W)_\diamond$ и $(A, B, C, K)_\diamond$ находим в результате совместного МНК-решения системы условных уравнений (22)–(24). Используем систему весов вида $w_r = S_0 / \sqrt{S_0^2 + \sigma_{V_r}^2}$, $w_l = S_0 / \sqrt{S_0^2 + \sigma_{V_l}^2}$ и $w_b = S_0 / \sqrt{S_0^2 + \sigma_{V_b}^2}$, где S_0 – “космическая” дисперсия, $\sigma_{V_r}, \sigma_{V_l}, \sigma_{V_b}$ – дисперсии ошибок соответствующих наблюдаемых скоростей. Значение S_0 сопоставимо со среднеквадратической невязкой σ_0 (ошибка единицы веса) при решении условных уравнений вида (22)–(24). В настоящей работе при анализе остаточных скоростей звезд S_0 принято равным 3 км/с. Применяется также критерий 3σ для отбрасывания невязок.

С использованием найденных значений параметров A_\diamond и C_\diamond вычисляем значение угла l_{xy} (отклонение вертекса) согласно соотношению, предложенному Паренаго [33]:

$$\tan(2l_{xy}) = \frac{(AK - BC)_\diamond}{(AB + KC)_\diamond}, \quad (25)$$

которое при отсутствии расширения/сжатия (при $K = 0$) принимает более привычную (как при анализе галактического вращения) форму $\tan(2l_{xy}) = -C_\diamond / A_\diamond$. В случае чистого вращения угол l_{xy} показывает точно на кинематический центр.

Таблица 1. Параметры кинематической модели Оорта–Линдблада (верхняя часть) и параметры эллипсоида остаточных скоростей (нижняя часть)

Параметры	до учета	после учета	$l_{new} = l - l_{xy}$
\bar{U} , км/с	-10.67 ± 0.40		
\bar{V} , км/с	-16.14 ± 0.39		
\bar{W} , км/с	-6.19 ± 0.08		
N_*	697	697	697
σ_0 , км/с	2.2	2.2	2.2
U_\diamond , км/с	0.43 ± 0.40	2.55 ± 0.41	
V_\diamond , км/с	-3.94 ± 0.39	-3.43 ± 0.40	
W_\diamond , км/с	1.11 ± 0.08	1.11 ± 0.08	
v_\diamond , км/с	4.12 ± 0.38	4.42 ± 0.39	
l_\diamond , град	276 ± 6	307 ± 5	
b_\diamond , град	16 ± 2	15 ± 2	
A_\diamond , км/с/кпк	2.5 ± 2.0	2.0 ± 2.0	-0.1 ± 2.0
B_\diamond , км/с/кпк	-2.0 ± 1.8	0.8 ± 1.9	0.8 ± 1.9
C_\diamond , км/с/кпк	3.9 ± 1.9	-4.3 ± 1.9	-4.8 ± 2.0
K_\diamond , км/с/кпк	41.1 ± 2.1	36.8 ± 2.1	36.8 ± 2.1
l_{xy} , град	18 ± 12	-13 ± 12	0
σ_1 , км/с	7.71 ± 0.62	8.23 ± 0.58	
σ_2 , км/с	2.40 ± 0.38	2.18 ± 0.41	
σ_3 , км/с	1.86 ± 0.24	1.58 ± 0.28	
L_1, B_1 , град	$323 \pm 7, 3 \pm 1$	$324 \pm 5, 2 \pm 1$	
L_3, B_3 , град	$56 \pm 9, 39 \pm 3$	$60 \pm 7, 68 \pm 3$	
L_2, B_2 , град	$230 \pm 9, 51 \pm 2$	$233 \pm 7, 22 \pm 2$	

Отметим несколько важных соотношений в нашей кинематической модели [32]:

$$(\Omega_0)_\diamond = (B - A)_\diamond, \quad (V'_0)_\diamond = (B + A)_\diamond, \quad (26)$$

где $(\Omega_0)_\diamond$ – угловая скорость вращения, и $(V'_0)_\diamond = (\partial V_\theta / \partial R)_\diamond$ – первая производная линейной скорости вращения $(V_\theta)_\diamond$ в точке $R = R_0$.

Для угловой скорости расширения/сжатия $(k_0)_\diamond$ и первой производной линейной радиальной скорости (направленной по радиусу от кинематического центра системы) расширения/сжатия V_R в точке $R = R_0$ имеем [32]:

$$(k_0)_\diamond = (K - C)_\diamond, \quad (V'_R)_\diamond = (K + C)_\diamond. \quad (27)$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В табл. 1 даны результаты, полученные при совместном МНК-решении условных уравнений вида (22)–(24). В первой колонке перечислены искомые параметры и сопутствующие им величины, во второй колонке даны результаты, полученные по звездам, которые были исправлены за peculiarное движение Солнца относительно МСП, в третьей колонке даны результаты, полученные

по тем же звездам, в собственных движениях и лучевых скоростях которых дополнительно были введены поправки за влияние спиральной волны плотности с амплитудой $f_R = 5$ км/с и значением фазы Солнца в волне $\chi_\odot = -120^\circ$, в четвертой колонке даны результаты, полученные по звездам, описанным на предыдущем шаге, но здесь все долготы были исправлены поправкой $l = l - l_{xy}$, то есть приведены к новому кинематическому центру системы. В этой новой системе координат значения параметров $(U, V, W)_\diamond$ и $(v, l, b)_\diamond$ не представляют большого интереса, поэтому они не даны.

В нижней части таблицы даны параметры эллипсоида остаточных скоростей звезд, найденные в результате МНК-решения системы условных уравнений вида (11)–(15). Из анализа данных каталога Gaia в работе Райта, Мамаека (2018) были определены следующие средние значения дисперсий скоростей для трех основных группировок в ассоциации Скорпиона–Центавра: $3.20_{-0.20}^{+0.22}$ км/с (US), $2.45_{-0.20}^{+0.20}$ км/с (UCL) и $2.15_{-0.24}^{+0.47}$ км/с (LCC). Мы можем видеть из табл. 1, что значения ошибок единицы веса σ_0 (по смыслу

она как раз является усредненной ошибкой по трем координатным осям), а также значения дисперсий эллипсоидов остаточных скоростей находятся в хорошем согласии с указанными оценками.

Во второй колонке табл. 1 даны компоненты вектора групповой скорости выборки относительно Солнца $(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}) = (-10.7, -16.1, -6.2) \pm \pm (0.4, 0.4, 0.1)$ км/с. Вычислены они были как простое среднее из скоростей звезд, которые не исправлялись никакими поправками.

В работе [18] из анализа 134 ярких членов ассоциации Скорпиона–Центавра из каталога HIPPARCOS [17] было найдено $(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}) = (-11.8, -18.2, -6.1) \pm (0.8, 0.8, 0.3)$ км/с. По 487 звездам подгруппы C из LCC со средним возрастом 10 млн лет Голдман и др. [35] определили $(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}) = (-8.2, -20.9, -6.1) \pm (1.1, 1.5, 0.6)$ км/с. Райт, Мамаек [5] из анализа около 250 ярких членов ассоциации Скорпиона–Центавра из каталога Gaia DR1 нашли $(\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}) = (-7.2, -19.6, -6.1) \pm (0.2, 0.2, 0.1)$ км/с.

Благодаря тому, что были отброшены 33 звезды со скоростями $V > 10$ км/с (рис. 1), была получена очень однородная в кинематическом отношении выборка. Ранее по выборке из примерно 200 массивных OB-звезд из каталога HIPPARCOS была получена оценка коэффициента линейного расширения $K = 46 \pm 8$ км/с/кпк [18]. Теперь же получаем существенно меньшую ошибку определения этого коэффициента, ± 2 км/с/кпк. Значение $K = 41 \pm 2$ км/с/кпк из второй колонки табл. 1 находится в хорошем согласии с анализом массивных звезд, которые также были получены в работе [18] без учета спиральной волны плотности.

Значение $l_{xy} = -13 \pm 12^\circ$ (третья колонка табл. 1) указывает на то, что кинематический центр системы этих звезд находится в четвертом галактическом квадранте. Однако велика ошибка определения этой величины. С другой стороны, направление первой оси эллипсоида остаточных скоростей звезд $L_1 = 324 \pm 5^\circ$ (нижняя часть табл. 1) определяется с меньшей ошибкой. Оба направления, l_{xy} и L_1 отсчитываются от направления на галактический центр $l = 0^\circ$, но в разные стороны. Для их корректного сравнения проведем отсчет от направления $l = 0^\circ$ однообразно. Например, для $L_1 = 324 \pm 5^\circ$ можем записать $324^\circ - 360^\circ = -36^\circ$. Таким образом, направление $-36 \pm 5^\circ$ можно считать направлением на кинематический центр ассоциации Скорпиона–Центавра.

Отметим, что в системе координат с новым центром (четвертая колонка табл. 1) значения постоянных A_\diamond и C_\diamond не отличаются значимо от нуля.

Таблица 2. Параметры кинематической модели Оорта–Линдблада, найденные по выборкам в трех долготных интервалах

Параметры	$l < 300^\circ$	$l : 300-330^\circ$	$l > 330^\circ$
N_\star	116	213	367
σ_0 , км/с	3.5	1.4	2.1
U_\diamond , км/с	4.5 ± 1.1	3.9 ± 0.6	4.0 ± 0.7
V_\diamond , км/с	-3.1 ± 1.1	-5.1 ± 0.6	-1.8 ± 0.6
W_\diamond , км/с	0.4 ± 0.3	1.3 ± 0.1	1.2 ± 0.1
v_\diamond , км/с	5.5 ± 1.1	6.5 ± 0.6	4.6 ± 0.6
l_\diamond , град.	326 ± 12	307 ± 5	335 ± 8
b_\diamond , град.	4 ± 4	12 ± 2	15 ± 5
A_\diamond , км/с/кпк	3.1 ± 6.1	15.2 ± 3.6	-11.7 ± 4.1
B_\diamond , км/с/кпк	-11.3 ± 5.9	-11.7 ± 3.6	10.2 ± 4.1
C_\diamond , км/с/кпк	-20.9 ± 6.3	12.1 ± 3.8	-25.9 ± 3.9
K_\diamond , км/с/кпк	13.6 ± 6.6	37.6 ± 3.9	41.4 ± 4.0
l_{xy} , град.	16 ± 8	34 ± 5	5 ± 4

На рис. 2 даны для иллюстрации скорости звезд V_R в зависимости от расстояния R . Скорости исправлены за движение Солнца относительно МСП. На рис. 2а дана волна

$$-5 \cos \left[-\frac{2\pi R_0}{2.2} \ln \left(\frac{R}{R_0} \right) - 120^\circ \right],$$

записанная согласно соотношениям (6) и (7), с амплитудой возмущения $f_R = 5$ км/с, длиной волны $\lambda = 2.2$ кпк и фазой Солнца в волне $\chi_\odot = -120^\circ$, здесь знак минус перед формулой означает, что в центре спирального рукава (например, при $R \approx 7.2$ кпк) возмущение направлено к центру Галактики.

По определению $2K = V_R/R + \partial V_R/\partial R$ при независимости вращательной скорости V_θ от угла V_θ , $\partial V_\theta/\partial \theta = 0$ [32]. При постоянстве угловой скорости, то есть при $\partial V_R/\partial R = 0$, $\partial V_R/\partial R = 0$ и $2K = V_R/R$. На рис. 2б дана зависимость $V_R/R = 2K$ со значением $K = 37$ км/с/кпк.

На основе решения из четвертой колонки табл. 1 с использованием соотношения (27) находим $K - C = 41.6 \pm 2.8$ км/с/кпк и $K + C = 32.0 \pm 2.8$ км/с/кпк. Эти значения показывают, что в точке, где расположен наблюдатель, имеются большая угловая скорость расширения и большая положительная производная линейной скорости расширения.

Интересно определить кинематические параметры для US, UCL и LCC в отдельности. Для этого вся выборка была разбита на три тридцатиградусные сектора по галактической долготе l . Результаты решения уравнений вида (22)–(24),

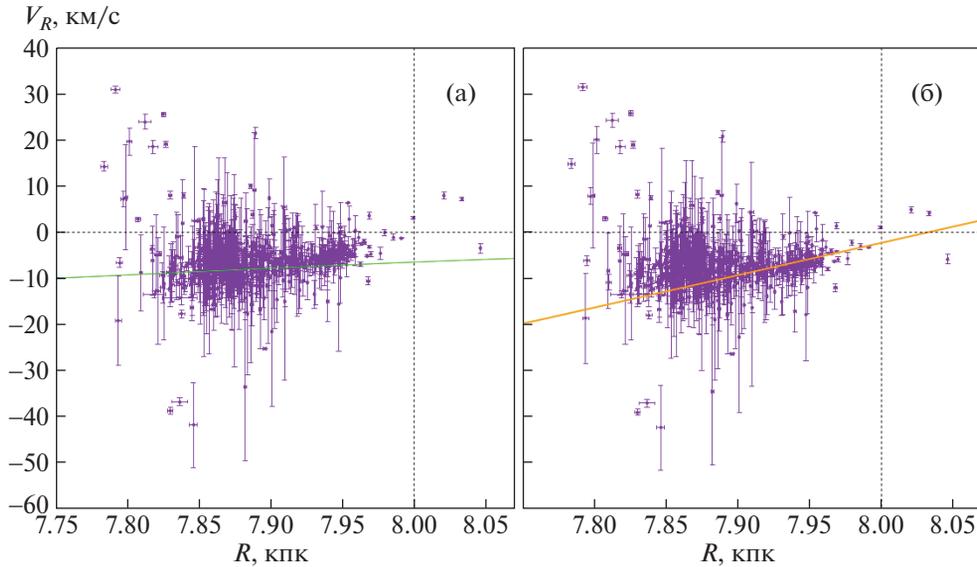


Рис. 2. Галактоцентрические радиальные скорости звезд V_R в зависимости от расстояния R , исправленные за движение Солнца относительно МСП, зеленая линия показывает влияние спиральной волны плотности (а), исправленные за движение Солнца относительно МСП, учтено влияние спиральной волны плотности, оранжевая линия соответствует найденному по этим звездам K -эффекту (б).

полученные с учетом влияния спиральной волны для трех выборок, даны в табл. 2.

Как можно видеть в табл. 2, значение определяемого по звездам выборки с долготами $l < 300^\circ$ коэффициента линейного расширения $K = 13.6 \pm \pm 6.6$ км/с/кпк сильно отличается от других результатов. Эти звезды обладают также наибольшим значением ошибки единицы веса σ_0 . Оказалось, что здесь сильное влияние оказывают звезды из первого галактического квадранта, которые, скорее всего являются фоновыми. Поэтому дальнейший анализ проведен без этих звезд.

В итоге было получено МНК-решение условных уравнений вида (22)–(24) при условии $l > 300^\circ$ с использованием 574 звезд, где вектор среднего движения равен $(U, V, W)_\odot = (2.96, -2.84, 1.24) \pm (0.45, 0.44, 0.08)$ км/с (этому вектору соответствует полная скорость $v_\odot = 4.28 \pm 0.43$ км/с, с направлением $l_\odot = 316 \pm 6^\circ$ и $b_\odot = 17 \pm 3^\circ$), а также следующие значения остальных параметров:

$$\begin{aligned} A_\odot &= -0.1 \pm 2.1 \text{ км/с/кпк,} \\ B_\odot &= 1.5 \pm 2.0 \text{ км/с/кпк,} \\ C_\odot &= -9.5 \pm 2.1 \text{ км/с/кпк,} \\ K_\odot &= 39.1 \pm 2.3 \text{ км/с/кпк,} \\ l_{xy} &= -1 \pm 6^\circ, \end{aligned} \quad (28)$$

где ошибка единицы веса σ_0 составила 1.9 км/с. На основе полученного значения коэффициента

линейного расширения $K = 39 \pm 2$ км/с/кпк можем оценить характерное время расширения комплекса по известной формуле $T = 977.5/K$, что составляет $T = 25 \pm 2$ млн лет.

Для определения параметров вращения не обязательно иметь лучевые скорости звезд, достаточно двух уравнений (23)–(24) или даже одного (23). Таким образом, для изучения собственного вращения ассоциации Скорпиона–Центавра лучше будет использовать каталог с огромным количеством звезд из работы Дамиани и др. [3], когда этот каталог появится в Страсбургской базе данных.

Как было отмечено в разделе Данные, в нашей выборке имеются около 5300 вероятных членов ассоциации Скорпиона–Центавра с собственными движениями и параллаксами. Лучевые скорости известны для малой части звезд этой выборки. В таком случае МНК-решение системы из трех уравнений (22)–(24) ищется следующим образом: звезда с собственными движениями дает два уравнения (23) и (24), а при наличии лучевой скорости звезда дает все три уравнения. При таком подходе главным образом обращаем внимание на параметры вращения, считая, что параметр расширения уже определен надежно.

В итоге было получено следующее решение: $(U, V, W)_\odot = (3.11, -1.88, 1.10) \pm (0.17, 0.13, 0.02)$ км/с

($v_\diamond = 3.80 \pm 0.15$ км/с, с направлением $l_\diamond = 329 \pm 2^\circ$ и $b_\diamond = 17 \pm 1^\circ$), а также:

$$\begin{aligned} A_\diamond &= 1.8 \pm 0.8 \text{ км/с/кпк}, \\ B_\diamond &= -7.5 \pm 0.6 \text{ км/с/кпк}, \\ C_\diamond &= -9.6 \pm 0.6 \text{ км/с/кпк}, \\ K_\diamond &= 33.1 \pm 0.9 \text{ км/с/кпк}, \\ l_{xy} &= 1 \pm 2^\circ, \end{aligned} \quad (29)$$

где σ_0 составила 1.3 км/с. В отличие от решения (28) здесь заметно точнее определяются величины всех четырех постоянных. Значение l_{xy} близко к нулю, поэтому переходить к новой системе координат нет необходимости.

Из решения (29) с доминирующим расширением находим с использованием соотношения (26) следующие параметры вращения: $(\Omega_0)_\diamond = -9.3 \pm 1.0$ км/с/кпк и $(V'_0)_\diamond = -5.7 \pm 1.0$ км/с/кпк. Знак этой угловой скорости говорит о том, что оно по направлению совпадает с галактическим вращением. В точке, где расположен наблюдатель, модуль этой скорости возрастает.

Для расширения с использованием соотношения (27) находим следующие параметры: $(k_0)_\diamond = 42.7 \pm 1.1$ км/с/кпк и $(V'_R)_\diamond = 24.5 \pm 1.1$ км/с/кпк. Таким образом, в точке, где расположен наблюдатель, модуль этой скорости также возрастает.

Применяя аналогичный подход к решению (28), а также к решению в последней колонке табл. 1, находим похожие значения для параметров расширения, и отсутствие собственного вращения. Можем заключить, что параметры расширения определяются надежно, а параметры собственного вращения сильно зависят от принятых ограничений. Но в целом собственное вращение ассоциации Скорпиона–Центавра малое.

В работе Фернандеса и др. [34] была прослежена кинематическая эволюция ассоциации Скорпиона–Центавра путем анализа галактических орбит в прошлом различных частей ассоциации. Орбиты строились в осесимметричном потенциале с дополнительным учетом спиральной волны плотности. Было подтверждено наличие расширения ассоциации. Параллельно изучалась и эволюция Местного Пузыря.

Интересно также отметить работу Райта, Мамаека [5], которые протестировали кинематику ассоциации Скорпиона–Центавра несколькими методами. В частности, рассмотрели метод поиска коэффициента линейного расширения по лучевым скоростям звезд, а также строили назад орбиты звезд с целью найти момент наименьшей области их пространственной концентрации. Эти авторы заключили, что нет доказательств того, что рассмотренные подгруппы имели более компактную конфигурацию в прошлом. Другими

словами, не нашли признаков расширения ассоциации. Наоборот, в работе Голдмана и др. [35] показано наличие расширения подсистемы звезд в ассоциации и ЛСС с коэффициентом линейного расширения $K \sim 35$ км/с/кпк.

По звездам с лучевыми скоростями, которые были использованы при поиске решения (28), найдены следующие параметры эллипсоида остаточных скоростей:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= 7.72 \pm 0.56 \text{ км/с}, \\ \sigma_2 &= 1.87 \pm 0.37 \text{ км/с}, \\ \sigma_3 &= 1.74 \pm 0.22 \text{ км/с} \end{aligned} \quad (30)$$

и параметры ориентации этого эллипсоида

$$\begin{aligned} L_1 &= 323 \pm 7^\circ, & B_1 &= 3 \pm 1^\circ, \\ L_2 &= 54 \pm 6^\circ, & B_2 &= 12 \pm 2^\circ, \\ L_3 &= 305 \pm 6^\circ, & B_3 &= 78 \pm 2^\circ. \end{aligned} \quad (31)$$

Направление $L_1 = 323^\circ(-37^\circ)$, во-первых, находится в хорошем согласии с направлением на геометрический центр ассоциации Скорпиона–Центавра (рис. 1), а во-вторых, в хорошем согласии со значением $l_{xy} = -44^\circ$, найденного на основе модели Оорта–Линдблада (решение (28)). Интересно отметить, что в отличие от эллипсоидов табл. 1, ориентация этого эллипсоида отлично согласуется с ориентацией пояса Гулда [36]. Например, на основе аналогичного подхода в работе Бобылева [27] показано, что эллипсоид остаточных скоростей звезд пояса Гулда имеет главные полуоси $\sigma_{1,2,3} = (8.9, 5.6, 3.0) \pm (0.1, 0.2, 0.1)$ км/с, и он расположен под углом $22 \pm 1^\circ$ к галактической плоскости.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучена кинематика молодых звезд типа Г Тельца, принадлежащих ассоциации Скорпиона–Центавра. Для этого был использован каталог звезд этого типа с собственными движениями и параллаксами из каталога Gaia DR2 из работы Зари и др. [21]. Причем каталог [21] содержит более 23000 и посвящен отбору звезд, принадлежащим поясу Гулда.

В настоящей работе большое место уделено поиску звезд, тесно связанных с ассоциацией Скорпиона–Центавра. Для этого были использованы ограничения как на координаты звезд, так и на их пространственные скорости. В качестве основной модели использована кинематическая модель Оорта–Линдблада, на основе которой мы определяем вектор средней групповой скорости выборки относительно местного стандарта покоя $(U, V, W)_\diamond$, а также четыре аналога постоянных Оорта $(A, B, C, K)_\diamond$.

Важной особенностью настоящей работы является учет влияния спиральной волны плотности. Эффективность учета зависит как от амплитуды возмущения спиральной волны, так и от значения фазы Солнца в волне. То есть при определенном значении фазы даже при большой амплитуде можно получить нулевой эффект. С другой стороны, при определенной амплитуде радиальных возмущений на такую же величину уменьшается значение определяемого коэффициента линейного расширения звездной системы K_\odot . Нами были выбраны относительно небольшое значение амплитуды радиальных возмущений и нулевое значение амплитуды тангенциальных возмущений, найденное ранее по мазерам, OB-звездам и молодым цефеидам.

Вначале был выполнен кинематический анализ около 700 звезд ассоциации Скорпиона—Центавра, для которых измерены собственные движения, параллаксы и лучевые скорости. Новая оценка коэффициента линейного расширения $K_\odot = 39 \pm 2$ км/с/кпк получена с учетом пекулярной скорости Солнца относительно МСП и влияния галактической спиральной волны плотности с амплитудой радиальных возмущений $f_R = 5$ км/с и фазой Солнца в волне -120° . По сравнению с расширением собственное вращение ассоциации Скорпиона—Центавра мало, оно плохо определяется так как параметры этого вращения сильно зависят от принятых ограничений.

Эллипсоид остаточных скоростей звезд этой выборки имеет главные полуоси $\sigma_{1,2,3} = (7.72, 1.87, 1.74) \pm (0.56, 0.37, 0.22)$ км/с и расположен он под углом $12 \pm 2^\circ$ к галактической плоскости. Ориентация этого эллипсоида показывает, что он лежит близко к плоскости Гулда, а первая его ось лежит в направлении 143° – 323° .

С использованием примерно 5300 звезд с собственными движениями и параллаксами показано, что относительно местного стандарта покоя ассоциация Скорпиона-Центавра движется со скоростью $v_\odot = 3.80 \pm 0.15$ км/с в направлении $l_\odot = 329 \pm 2^\circ$ и $b_\odot = 17 \pm 1^\circ$.

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН КП19–270 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, de Bruijne, C. Babusiaux, C. A. L. Bailer-Jones, M. Biermann, D. W. Evans, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, 1 (2018).
2. *Gaia Collaboration, L. Lindegren, J. Hernandez, A. Bombrun, S. Klioner, U. Bastian, M. Ramos-Lerate, A. de Torres, H. Steidelmuller, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, 2 (2018).
3. *F. Damiani, L. Prisinzano, I. Pillitteri, G. Micela, and S. Sciortino*, *Astron. and Astrophys.* **623**, 112 (2019).
4. *P. T. de Zeeuw, R. Hoogerwerf, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, and A. Blaauw*, *Astron. J.* **117**, 354 (1999).
5. *N. J. Wright and E. E. Mamajek*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 381 (2018).
6. *V. A. Ambartsumian*, *Астрон. журн.* **26**, 3, (1949).
7. *A. Blaauw*, *Bull. Astron. Inst. Netherland* **11**, 414 (1952).
8. *A. Blaauw*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **2**, 213 (1964).
9. *E. E. Mamajek, M. Meyer and J. Liebert*, *Astron. J.* **124**, 1670 (2002).
10. *M. J. Sartori, J. R. D. Lepine, and W. S. Dias*, *Astron. and Astrophys.* **404**, 913 (2003).
11. *T. Preibisch and E. Mamajek*, *Handbook of Star Forming Regions, Vol. II* (The Southern Sky ASP Monograph Publications, Vol. 5, Bo Reipurth, ed., 2008).
12. *T. Cantat-Gaudin, C. Jordi, N. J. Wright, J. J. Armstrong, A. Vallenari, L. Balaguer-Nunez, P. Ramos, D. Bossini, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **626**, 17 (2019).
13. *A. Rao, P. Gandhi, C. Knigge, J. A. Paice, N. W. C. Leigh, and D. Boubert*, preprint 1908.00810 (2019).
14. *A. M. Mel'nik and A. K. Dambis*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **472**, 3887 (2017).
15. *A. M. Mel'nik and A. K. Dambis*, *Astronomy Reports* **62**, 998 (2018).
16. *T. Preibisch and H. Zinnecker*, *Astron. J.* **117**, 2381 (1999).
17. *The HIPPARCOS and Tycho Catalogues*, ESA SP–1200 (1997).
18. *V. V. Bobylev and A. T. Bajkova*, *Astronomy Letters* **33**, 571 (2007).
19. *C. A. O. Torres, R. Quast, C. H. F. Melo, and M. F. Sterzik*, *Handbook of Star Forming Regions Vol. II* (The Southern Sky ASP Monograph Publications, Vol. 5, Bo Reipurth, ed., 2008).
20. *V. V. Bobylev and A. T. Bajkova*, *Astronomy Letters* **39**, 532 (2013).
21. *E. Zari, H. Hashemi, A. G. A. Brown, K. Jardine, and P. T. de Zeeuw*, *Astron. and Astrophys.* **620**, 172 (2018).
22. *T. Camarillo, M. Varun, M. Tyler, and R. Bharat*, *PASP*, **130**, 4101 (2018).
23. *R. Schönrich, J. Binney, and W. Dehnen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **403**, 1829 (2010).
24. *C. C. Lin and F. H. Shu*, *Astrophys. J.* **140**, 646 (1964).
25. *Yu. N. Mishurov and I. A. Zenina*, *Astron. and Astrophys.* **341**, 81 (1999).

26. *D. Fernández, F. Figueras, and J. Torra*, *Astron. and Astrophys.* **372**, 833 (2001).
27. *V. V. Bobylev*, *Astronomy Letters* **46**, in press, (2020).
28. *A. K. Dambis, L. N. Berdnikov, Yu. N. Efremov, et al.*, *Astronomy Letters* **41**, 489 (2015).
29. *A. S. Rastorguev, M. V. Zabolotskikh, A. K. Dambis, et al.*, *Astrophys. Bulletin*, **72**, 122 (2017).
30. *V. V. Bobylev and A. T. Bajkova*, *Astronomy Letters* **45**, 151 (2019).
31. *A. V. Loktin and M. E. Popova*, *Astrophys. Bulletin*, **74**, 270 (2019)].
32. *K. F. Ogorodnikov*, *Dynamics of stellar systems* (Oxford: Pergamon, ed. Beer, A. 1965).
33. *P. P. Parenago*, *Course of Stellar Astronomy* (Gosizdat, Moscow, in russian, 1954).
34. *D. Fernández, F. Figueras, and J. Torra*, *Astron. and Astrophys.* **480**, 735 (2008).
35. *B. Goldman, S. Roser, E. Schilbach, A. C. Moor, and T. Henning*, *Astrophys. J.* **868**, 32 (2018).
36. *V. V. Bobylev*, *Astrophysics*, **57**, 583 (2014).

УДК 524.338.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ И ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА VV Ser С ПОМОЩЬЮ ГИБРИДНЫХ МОДЕЛЕЙ

© 2020 г. Л. В. Тамбовцева^{1,*}, А. Креплин^{2,**}, В. П. Гринин^{1,3,***}, Г. Вайгельт^{4,****}

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

² Университет Эксетера, Астрофизический отдел, Эксетер, Великобритания

³ Санкт-Петербургский государственный университет, Астрономический институт им. В.В. Соболева, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Институт радиоастрономии Общества им. Макса Планка, Бонн, Германия

* e-mail: lvtamb@mail.ru

** e-mail: a.kreplin@exeter.ac.uk

*** e-mail: grinin@gao.spb.ru

**** e-mail: weigelt@mpifr-bonn.mpg.de

Поступила в редакцию 16.10.2019 г.

После доработки 16.12.2019 г.

Принята к публикации 20.12.2019 г.

Моделирование водородных эмиссионных линий является мощным инструментом в исследовании физических процессов, происходящих вблизи молодых звезд, так как спектральные линии содержат информацию о кинематике и физических условиях газа в области образования этих линий. Одной из линий, которая несет информацию о самых близких к звезде областях, является линия $H\gamma$. Мы рассматриваем различные виды гибридных моделей, способных воспроизвести наблюдения одиночного профиля линии $H\gamma$ у звезды AeVe Хербига VV Ser, входящей в подкласс звезд типа UX Ori. Для этой цели были использованы как интерферометрические наблюдения, полученные на телескопе VLTI-AMBER, так и спектроскопические наблюдения, полученные на телескопе LBT-LUCIFER. Мы рассчитали модели магнито-центробежного дискового ветра, магнитосферной аккреции, полярного ветра Кранмера и рассеянного света от околозвездной пыли. Кроме этого, были рассчитаны гибридные модели, состоящие из дискового ветра и одной из вышеупомянутых излучающих областей. Чтобы получить ограничения на модельные параметры, для всех типов моделей рассчитывались видности и профили линии $H\gamma$, которые сравнивались с имеющимися интерферометрическими наблюдениями. Мы пришли к выводу, что при углах наклона, найденных для этой звезды (60° – 70°), один дисковый ветер не может объяснить профиль линии $H\gamma$, хотя он и дает основной вклад в излучение линии. Однако магнито-центробежный дисковый ветер в сочетании с одной из рассмотренных областей излучения (магнитосфера, полярный ветер или рассеянный свет от пыли в области полюсов звезды) способен воспроизвести наблюдения.

DOI: 10.31857/S0004629920040052

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы области образования излучения в континууме и линиях детально исследовались у нескольких молодых звездных объектов (см., например, Краус и др. [1], Эйснер и др. [2], Бенисти и др. [3], Хоун и др. [4], Варга и др. [5]). Эмиссионные линии водорода являются запутанными “следами” излучения, формирующегося в разных излучающих областях вблизи молодой звезды, например, областях дискового ветра и магнитосферной аккреции. В большинстве случаев трудно определить относительный вклад каждой области. В недавних работах, посвящен-

ных моделированию переноса излучения в линиях с использованием интерферометрических наблюдений, было показано, что магнито-центробежный дисковый ветер играет главную роль, потому что его пространственная протяженность согласуется с данными интерферометрических наблюдений (Вайгельт и др. [6], Гарсия Лопез и др. [7], Каратти о Гаратти и др. [8], Куросава и др. [9], Креплин и др. [10]).

Однако много проблем остаются необъясненными. Одна из них состоит в том, что профиль линии $H\gamma$ у большинства звезд AeVe Хербига (HAEBE) является одиночным и часто имеет форму треугольника (см., например, Иши и др.

[11], Гарсия Лопез и др. [12], Донехью и Бриттейн [13], Райс и Бриттейн [14], Краус и др. [1, 15]). Даже звезды, видимые под большим углом, демонстрируют в основном одиночный профиль линии $V\gamma$, который не может быть воспроизведен моделью, состоящей только из одного дискового ветра без учета какой-то другой дополнительной излучающей области (Гарсия Лопез и др. [16]). Это объясняется тем, что дисковый ветер поднимается с диска, находящегося в кеплеровском вращении, а также геометрией самого ветра. Нужен дополнительный источник эмиссии, который заполнил бы центральный эмиссионный провал в профиле линии, полученной в модели дискового ветра. В то же время линия $H\alpha$ обычно имеет переменный двухпиковый профиль (см., например, Мендигутия и др. [17]). Звезда $VV\text{ Ser}$ является примером такого противоречивого объекта.

Звезда Ve Хербига $VV\text{ Ser}$ имеет спектральный класс $B6$ (Хернандез и др. [18], Монтезинос и др. [19]) или $B7$ (Рейтер и др. [20])¹ и принадлежит к подклассу звезд типа $UX\text{ Ori}$ ($UXOR$), видимых при больших углах наклона (почти с ребра). Звезды этого типа являются замечательной естественной лабораторией для изучения свойств протопланетных дисков. Из-за небольшого угла между плоскостью диска и лучом зрения эти звезды можно наблюдать через пылевую атмосферу их дисков, изучая таким образом сложные процессы в непосредственной близости от этих звезд (например, вызывающие затмения газо-пылевые облака) и косвенным образом “делать видимыми” области, не разрешенные пока с помощью телескопов. Наблюдательные и теоретические исследования звезд этого типа представлены во многих статьях (см., например, Гринин и др. [22], Натта и Уитни [23] и ссылки в них). Угол, под которым видна звезда $VV\text{ Ser}$, находится в пределах от 60 до 75° (Понтоппидан и др. [24, 25], Лазаревф и др. [26]).

В статье [16] было рассмотрено несколько моделей магнито-центробежного дискового ветра, скомбинированных с моделями магнитосферной аккреции, чтобы объяснить образование линии $V\gamma$ у $VV\text{ Ser}$. Было показано, что обе модели не в состоянии воспроизвести наблюдаемые профили линии и видности. Был предложен гипотетический ветер, истекающий в полярных областях звезды в сочетании с магнитосферной аккрецией вещества на звезду для того, чтобы получился одиночный профиль линии. Теоретические модели полярного ветра были разработаны Маттом и Пудрицем [27] и усовершенствованы в самосогласованном виде Кранмером [28]. Однако в обеих работах было показано, что эффективность этого ветра очень мала: темп потери массы составляет около 1% от темпа аккреции вещества на

звезду. Значение темпа аккреции, принятое для расчета профиля линии в работе [16], было гораздо больше требуемого теоретического значения. Эта нерешенная проблема побудила нас рассмотреть новые типы гибридных моделей.

В настоящей работе мы рассматриваем

1) новые типы моделей (раздел 3.1) магнито-центробежного дискового ветра с более широким диапазоном параметров и улучшенным алгоритмом расчетов. Наша новая модель дискового ветра учитывает (1) наличие в ветре области твердотельного вращения, предсказанной теорией магнито-центробежных дисковых ветров, уносящей избыток углового момента (например, Блэндфорд и Пейн [29], Кенигл и Пудриц [30]), (2) наличие в ветре, у поверхности диска, области с низкой температурой газа, которой недостаточно для формирования водородных линий (Сафье [31], Гарсия и др. [32]), и (3) больше вариантов загрузки вещества на линии тока ([31]);

2) другой тип магнитосферной аккреции, когда падающее на звезду вещество сконцентрировано, главным образом, в областях полюсов звезды, как обсуждалось в работах Калвет и Хартмана [33], Эйснера и др. [34, 35]; и Тамбовцевой и др. [36];

3) в дополнение к ранее рассмотренным моделям, модели полярного ветра Кранмера с темпом потери массы, составляющим примерно 1% от темпа аккреции вещества (например, [27, 28]);

4) в дополнение к ранее рассмотренным моделям, новые типы моделей с вкладом излучения, рассеянного на пыли в областях полюсов, в излучение в линии $V\gamma$. Существование околосредних пылевых гало у звезд типа $UX\text{ Ori}$ подтверждено интерферометрическими наблюдениями нескольких $UXOR$ (например, Креплин и др. [37]) и моделями околосредних дисков (Тернер и др. [38]).

Мы не рассматриваем джет в качестве излучающей области, так как у $VV\text{ Ser}$ он не зафиксирован. Чтобы найти ограничения на параметры моделей с помощью наблюдаемых интерферометрических видности и “фазы покрытия” (функции, характеризующей асимметрию в распределении яркости объекта), мы рассчитали эти величины и для модельных карт яркости, используя те же длины баз и позиционные углы, которые были использованы в наблюдениях.

В настоящей статье мы рассчитываем профили линии $V\gamma$ и распределение интенсивности в моделях для каждой из вышеупомянутой излучающей области отдельно и в сочетаниях: дисковый ветер и магнитосферная аккреция, дисковый ветер и полярный ветер, дисковый ветер и рассеянный свет. Сочетание двух последних механизмов рассматривается впервые.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 мы описываем спектроскопические и

¹ или $A0$ (Мора и др. [21])

интерферометрические наблюдения, полученные для звезды VV Ser. В разделе 3 мы даем описание всех рассматриваемых моделей областей, излучающих в линии Br γ , диапазон модельных параметров, алгоритм решения задачи переноса излучения. В разделе 4 даны результаты вычислений, и в разделе 5 приводится обсуждение результатов и Заключение. В Приложении представлен дополнительный материал.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

VV Ser наблюдалась в 2014 г. с помощью интерферометрического приемника AMBER (Петров и др. [39]) со средним спектральным разрешением $R = 1500$ (ID: 093.C-0388(A), PI: А. Каратти о Гаратти (A. Caratti o Garatti)). Результаты были опубликованы в работе [16]. Мы обработали данные наблюдений другим способом, чтобы проверить, возможно ли улучшить калибровку и применили более позднюю версию v3.0.9² программы обработки данных amdlib (Татулли и др. [40], Челли и др. [41]).

Кроме того, чтобы учесть фотосферное поглощение звезды-стандарта и VV Ser в частотах линии Br γ , мы использовали пакеты *PySynphot* (Лим и др. [42]) и *SPECTRUM* (Грэй и Корбелли [43]). Калибровка шкалы длин волн была выполнена с помощью теллурических линий в пределах 1.9–2.3 μm . Несмотря на различие в процессе обработки данных, результаты находятся в хорошем согласии с измерениями, представленными в [16] (показаны далее на рис. 5 и 6). Детали наблюдений представлены в табл. 1. В ней даны дата наблюдений, время наблюдений, экспозиция (DIT), число решеток (NDIT), проекции баз, позиционные углы (PA) и калибратор. При моделировании профиля линии мы использовали для сравнения наблюдаемый профиль линии Br γ , полученный на телескопе Large Binocular Telescope (LBT) с помощью спектрографа Lucifer (спектральное разрешение $R = 6700$; см. подробнее статью [16]).

3. МОДЕЛИ

Мы рассматриваем три типа гибридных моделей. Каждая из них состоит из двух излучающих областей: (1) дисковый ветер и магнитосферная аккреция, (2) дисковый ветер и полярный ветер, и (3) дисковый ветер и рассеянный свет. Ниже мы кратко приводим главные положения. Более детальное описание моделей дано в работах Гринина и Тамбовцевой [44], Вайгельта и др. [6], Гринина и др. [45] и Тамбовцевой и др. [36].

² Пакет обработки для AMBER *amdlib* доступен на: http://www.jmmc.fr/data_processing_amber.htm

3.1. Модели дискового ветра

Наша модель дискового ветра основана на теории магнито-центробежных дисковых ветров, разработанной для аккреционных дисков вокруг черных дыр Блэндфордом и Пейном [29] и примененной к аккреционным дискам молодых звездных объектов Пудрицем и Норманом [46]. Магнито-центробежные ветры звезд типа T Тельца (T Tauri stars; TTS) изучались многими авторами (см., например, Кенигл и Пудриц [30], Феррейра [47, 48], Лима и др. [49] и ссылки в них). Сафье [31] и Гарсия и др. [32] показали, что газ, поднимающийся с поверхности диска, быстро нагревается амбиполярной диффузией. Наблюдения джетов у TTS говорят в пользу моделей протяженных ветров, переносимых с помощью центробежной силы (Феррейра и др. [50]).

Метод параметризации, предложенный для TTS в статье [51], дает распределение плотности вещества в ветре, близкое к тому, которое получается из решений магнитогидродинамических (МГД) уравнений. Такой же метод использован для звезд НАЕВЕ (например, [6]). Главные параметры модели следующие: ω_1 и ω_N – цилиндрические радиусы на поверхности диска, θ_1 – половинный угол раскрытия ветра, а именно, угол между первой линией тока и вертикальной осью. Полоидальная компонента скорости $v(l)$ меняется с расстоянием l , измеряемым вдоль линии тока следующим образом

$$v(l) = v_0 + (v_\infty - v_0)(1 - l_i/l)^\beta. \quad (1)$$

Здесь v_0 и v_∞ – начальная и терминальная скорости, β – параметр ускорения. Мы предполагаем, что v_0 равна скорости звука в дисковом ветре. Терминальная скорость v_∞ равна $f u_K(w_i)$, где $u_K(w_i) = (GM_*/w_i)^{1/2}$ – кеплеровская скорость в точке $w(i)$ в основании i -й линии тока, f – масштабный множитель, G – гравитационная постоянная и M_* – масса звезды. В отличие от моделей дискового ветра, рассматриваемых в работах [16, 51], наша программа включает низкотемпературную зону над поверхностью диска с температурой газа (4000–5000 К), недостаточной для реализации рассматриваемого перехода. Эта зона имеет переменную высоту h ($h = h_0 R_*$, где $h_0 \ll 1$ и R_* – радиус звезды); предполагается, что выше этой зоны температура газа выходит на плато ($\sim 10\,000$ К) и далее не меняется в ветре (см. рис. 5 и 6 в [31]). Наш алгоритм также включает зону коротации, поскольку дисковый ветер выносит избыток углового момента. Тангенциальная компонента

скорости $u(w)$ меняется с цилиндрическим радиусом w следующим образом (Гринин и др. [52]):

В зоне коротации, где выполняется условие $u(w)/u_K(w_i) \leq f_c$ (f_c – параметр)

$$u(w) = u_K(w_i)(w/w_i). \quad (2)$$

В зоне сохранения углового момента

$$u(w) = u_K f_c / (w / w_i). \quad (3)$$

Следующие параметры – это темп потери массы \dot{M}_w и параметр γ , характеризующий распределение вещества среди линий тока. В отличие от предыдущего моделирования ([16]), мы задаем параметр γ так, чтобы регулировать распределение вещества по линиям тока различным образом: от большей концентрации вещества на линиях тока ближайших к звезде к равномерной концентрации вещества и до большей концентрации на удаленных от звезды линиях тока. В наших вычислениях аккреционный диск прозрачен для излучения до расстояния, равного радиусу сублимации пыли. За радиусом сублимации диск становится непрозрачным и закрывает от наблюдателя те области дискового ветра, которые находятся за диском.

3.2. Полярный ветер

Мы будем называть любое истечение вещества в области полюсов звезды полярным ветром независимо от физического механизма, являющегося причиной его формирования. Это может быть звездный ветер, истекающий с поверхности звезды, или полярный ветер, приведенный в действие аккреционным процессом [27, 28].

В обеих упомянутых выше статьях моделирование ветра, движимого аккрецией из полярных областей звезд типа Т Тельца, было выполнено на основе механизма нагрева солнечной короны. К переносимой конвекцией МГД турбулентности (которая доминирует в случае Солнца) Кранмер [28] добавил другой источник волновой энергии в фотосфере, который возникает вследствие взаимодействия плазмы с поверхностью звезды с результате магнитосферной аккреции. Эта дополнительная энергия, количественно определяемая из теории дальнего поля генерации МГД волн, достаточна, чтобы темп потери массы у ТТS составлял 0.01 долю от темпа аккреции. Как и в моделях Матта и Пудрица [27], в модели Кранмера область звездного ветра с высокой температурой газа (миллионы градусов) не может дать вклад в излучение линий нейтрального водорода или гелия; исключение составляют небольшие области возле звезды, где температура газа еще достаточно невелика (10000–15000 К). Тем не менее темп потери массы в этих областях равен примерно $\sim 10^{-11} - 10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$.

Таким образом, в нашей модели полярного ветра (PW) температура газа находится в пределах от 10000 до 15000 К, а темп потери массы составляет 1 процент от темпа аккреции. В моделях полярного ветра, рассматриваемого в работе [16], эта величина составляла около 18%. Половинный угол раскрытия полярного ветра θ_{in} является свободным параметром, но его значение ограничено углом раскрытия дискового ветра. θ_{in} меняется от 30° до 45°. Согласно Кранмеру, полярный ветер поднимается не с самой поверхности звезды, а с некоторого расстояния над звездой R_0 , и ограничен снаружи внешним радиусом ($R_{out} = 10R_{\odot}$). Газ в ветре изотермический, не вращается, его радиальная скорость

$$v(r) = v_0 + (v_{\infty} - v_0) \left(1 - \frac{R_0}{r}\right)^{\beta}, \quad (4)$$

где r – сферический радиус, v_0 – начальная скорость газа, принятая равной тепловой скорости, v_{∞} – терминальная скорость и β параметр ускорения.

3.3. Модель магнитосферной аккреции

Проблема магнитосферной аккреции на звезды AeVe Хербига активно изучается и обсуждается в последние годы (например, [13, 20, 53–55]). Винк и др. [56, 57], Моттрам и др. [58] и Абабакр и др. [59] показали, что звезды Ae Хербига и поздних Ве спектральных классов (В7 и позднее) вероятнее всего аккрецируют вещество таким же образом, как и звезды малой массы Т Тельца. VV Ser близка по спектральному классу к этому пределу, поэтому мы рассмотрели ситуацию, когда часть излучения в водородных линиях образуется в области магнитосферной аккреции (магнитосфере). Существует прямое наблюдательное подтверждение магнитосферной аккреции на звезду VV Ser. Линия He I λ 10830 Å имеет обратный P Cygni профиль [20]; (обратные P Cygni профили в этой линии наблюдаются в спектрах всех звезд типа UX Ori из их списка). Радиальная скорость смещенной в красную область абсорбционной компоненты профиля (около 200 км с⁻¹) предполагает наличие магнитосферы и ее компактность. Следует заметить, что для всех звезд типа UX Ori, и в частности, для VV Ser, определенные фундаментальных характеристик звезды может быть неоднозначным, потому что фотометрические и спектроскопические наблюдения не всегда выполняются одновременно. Это часто ведет к расхождению в определении некоторых важных параметров: например, скорости вращения $v \sin i$ (124 км с⁻¹ [20] и 229 км с⁻¹ [21]); углов наклона (60°–70° [24, 26], и 81° с пределами +9 и –30° [60]).

В наших вычислениях мы используем значения скорости вращения на экваторе, равной 150 км с^{-1} , и углы наклона 60° и 70° . В отличие от предыдущего моделирования [16], где рассматривалась классическая магнитосфера, мы рассмотрели случай, когда магнитное поле звезды является достаточно сильным, чтобы доставить газ в область полюсов (см., например, [33–35, 61, 62]). В этом случае (как и в работах [33–35]) мы можем моделировать зону аккреции с помощью тонких конусов в полярных областях, пренебрегая наружными областями, где температура газа много меньше, чем в областях, близких к звезде.

Из-за недостаточного знания магнитных полей у звезд AeBe Хербига [63–65] мы находим геометрию области косвенным путем через воспроизведение наблюдаемых профилей линий. Такие параметры, как темп аккреции вещества и кинематика могут быть приблизительно оценены из наблюдений. Остальные модельные параметры такие, как углы раскрытия и закон изменения температуры газа менялись в широких пределах.

Мы допускаем, что аккрецирующий газ движется от внешнего радиуса R_{out} к поверхности звезды внутри двух конусов с половинными углами раскрытия θ_{in} и θ_{out} (см. [36]). Газ имеет радиальную v и тангенциальную u компоненты скорости

$$v(r) = \sqrt{v_*^2 + v_{\text{esc}}^2 \left(\frac{R_*}{r} - \frac{R_*}{R_{\text{out}}} \right)}, \quad (5)$$

$$u(w) = U_* \frac{w}{R_*}, \quad (6)$$

где r – это расстояние от центра звезды, w – расстояние от вертикальной оси, v_* – скорость на поверхности звезды, v_{esc} – скорость убегания, U_* – скорость вращения на экваторе звезды и R_* – радиус звезды. Электронная температура T_e меняется с расстоянием r следующим образом

$$T_e(r) = T_e(R_*) (r/R_*)^{-\alpha}, \quad (7)$$

где α – параметр, а $T_e(R_*)$ – электронная температура на поверхности звезды.

3.4. Рассеянный свет

У молодой звезды с большой околозвездной (ОЗ) экстинкцией нужно учитывать рассеяние на пыли. В видимой области экстинкция звезды VV Ser, A_V , равна 3.44 (Ростопчина [66]). Это означает, что профиль линии Вγγ может состоять как из прямого излучения, так и излучения, рассеянного частицами пыли на больших расстояниях от звезды. Влияние рассеяния на движущейся пыли на профили спектральных линий было продемонстрировано, например, в работах Гринин и др. [45, 67].

Чтобы определить возможную роль рассеянного света в линии Вγγ, мы рассмотрели упрощенную модель рассеяния на неподвижной пыли, расположенной (1) в области полярной оси или (2) на стенках полости, выдутой полярными или дисковыми ветрами за время эволюции. При таком расположении пыли при рассеянии излучения дискового ветра образуется одиночный профиль линии (радиальная скорость ~ 0) [67, 68].

Чтобы воспроизвести наблюдаемый профиль линии Вγγ, I_{obs} , нужно прибавить рассеянное на пыли излучение I_{sc} к прямому излучению I_{dir} следующим образом:

$$I_{\text{obs}} = I_{\text{dir}} \exp(-\tau) + I_{\text{sc}} f_{\text{sc}}, \quad (8)$$

где τ – оптическая толщина ОЗ оболочки над диском на луче зрения и f_{sc} – параметр. Интенсивность излучения I_{dir} рассчитывается для принятого угла зрения (60° или 70°), а I_{sc} вычисляется для угла 0° (вид с полюса) в случае пыли, расположенной вблизи полярной оси (случай 1) и для угла 30° (предельный угол для первой линии тока в теории магнито-центробежного дискового ветра) в случае расположения пыли на стенках полости (случай 2).

Мы оценили значение экстинкции на частоте Вγγ, A_{Br} , как

$$A_{\text{Br}} = 2.5 \log \frac{I}{I_0}, \quad (9)$$

где I_0 – интенсивность первоначального излучения (до рассеяния), а I есть излучение, прошедшее через пыль. Отношение $\log I/I_0$ идентично множителю $\exp(-\tau)$ в уравнении (8). Поскольку экстинкция меняется примерно как λ^{-1} , то, зная A_V , мы нашли значение $A_{\text{Br}} = 0.76$. Таким образом, мы получили значение множителя $\exp(-\tau) \sim 0.3$. Зная наблюдаемый профиль линии, мы теперь можем определить вклад излучения, рассеянного пылью в общий профиль линии. Другими словами, мы должны найти значение масштабного множителя f_{sc} , с которым в результате мы получим наблюдаемое излучение в линии I_{obs} .

3.5. Диапазон модельных параметров

В табл. 2 мы приводим диапазон модельных параметров, рассматриваемых для каждой излучающей области. Модели дискового ветра имеют наибольшее число параметров, но только несколько из них являются свободными. Это параметр ускорения β , параметр загрузки вещества γ и множитель между терминальной скоростью и Кеплеровской скоростью в основании каждой линии тока f . Все другие параметры ограничены

Таблица 1. Журнал наблюдений VLTI/AMBER со средним разрешением ($R \sim 1500$) и конфигурацией телескопов UT1-UT2-UT4

UT Date	UT Time [h:m]	DIT [ms]	NDIT #	Proj. baselines [m]	PA [°]	Calibrator
2014-05-13	06:27–06:40	500	600	49.20/83.24/115.27	45.81/–66.67/–97.39	HD 170920

теорией или наблюдениями (см., например, [16, 51]). Температура газа принята равной 10000 К, кроме ближайших к поверхности диска областей. Параметр γ , меняющийся в пределах от 1 до 2, позволяет загружать вещества преимущественно на линии тока, наиболее удаленные от звезды; γ порядка 3 “распределяет” вещество примерно равномерно среди всех линий тока; γ от 4 до 5 “загружает” основную часть вещества на линии тока, ближайшие к звезде. Дальнейшее увеличение значения γ даст сильный контраст между локальными темпами потери массы для первой линии тока и всеми остальными. Параметр ускорения β со значениями в пределах (0.3–1) обеспечивает быстрое ускорение вещества вдоль линии тока и соответственно низкую плотность вещества. Значения β от 2 до 5 приводят к умеренному ускорению газа и плотности вещества, приемлемым для моделирования. Масштабные множители f и f_c могут быть разными для разных линий тока, уменьшаясь с расстоянием от звезды.

В модели полярного ветра свободным параметром является половинный угол раскрытия ветра; все остальные параметры подчиняются требованиям теории. Предполагается, что в моделях горячего полярного ветра Кранмера значение темпа потери массы составляет примерно 1% от темпа аккреции. Значение последнего неизвестно с достаточной уверенностью. Мы допускаем, что темп потери массы – порядка $10^{-9} M_{\odot}$ год $^{-1}$. Предполагается, что полярный ветер не имеет пустот над полюсом (то есть, $\theta_{in} = 0$). Для расчетов используются углы наклона 60° – 70° согласно работам [24–26].

3.6. Перенос излучения

Для всех излучающих областей были выполнены не-ЛТР расчеты водородного газа. Во всех случаях мы учли геометрию области и использовали соответствующие уравнения неразрывности и выражения для проекции градиента скорости на произвольный вектор. Для решения этой задачи использовались программы, разработанные Грининым и Катышевой [69], Грининым и Мицкевичем [70] и Тамбовцевой и др. [71] для сред с большим градиентом скорости. Радиационные члены в уравнениях стационарности, учитывающие дискретные переходы между атомными уровнями, вычислялись в приближении Соболева [72], а интенсивность излучения в частотах ли-

нии – путем точного интегрирования по всем пространственным координатам в предположении полного перераспределения по частоте в сопутствующей системе координат. Мы рассмотрели 15 атомных уровней и континуум. Алгоритм вычислений детально описан в работах [6, 44].

Приняты следующие параметры звезды: $M_* = 4M_{\odot}$, $R_* = 3.2R_{\odot}$. В нашем моделировании мы используем модели Куруча с $T_{\text{eff}} = 14000$ К и $\log g = 4$ [73]. Угол наклона i отсчитывается от оси симметрии ($i = 0$ означает вид с полюса). Все профили линий, представленные в статье, нормированы на общий континуум (звезда плюс диск) кроме специально оговоренных случаев.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Рисунок 1 демонстрирует примерную геометрическую схему всех излучающих областей, рассматриваемых в данной работе. Область запуска дискового ветра может начинаться с расстояния, равного примерно 0.02 а.е., и продолжаться за радиус сублимации. Параметры моделей дискового ветра, полярного ветра и магнитосферной аккреции, представленные в данном разделе, даются в табл. 3, 4 и 5. Во всех моделях дискового ветра масштабный множитель f имеет разные значения для разных линий тока и уменьшается с увеличением номера линии от 3 до 1. Во всех моделях полярного ветра температура газа постоянная и равна 15000 К.

4.1. Дисковый ветер плюс магнитосферная аккреция

Модель включает в себя две области излучения: магнитосферную аккрецию (МА) и дисковый ветер (DW). Мы выполнили расчеты профилей линии $\text{Br}\gamma$ для различных комбинаций моделей МА и DW с параметрами из табл. 3 и 5 и представляем лучшие из них на рис. 2. При вычислении гибридных моделей мы учли поглощение излучения звезды и МА области дисковым ветром. Гибридная модель на рис. 2 (вверху) представляет дисковый ветер (модель dw1), стартовый из области между 10 – $30R_*$ (цилиндрические радиусы). Его темп потери массы составляет примерно 10% от темпа аккреции (МА модель m1). Мы показываем на рисунке профили от обеих компонент, составляющих общий профиль линии: общий профиль линии дан черной сплош-

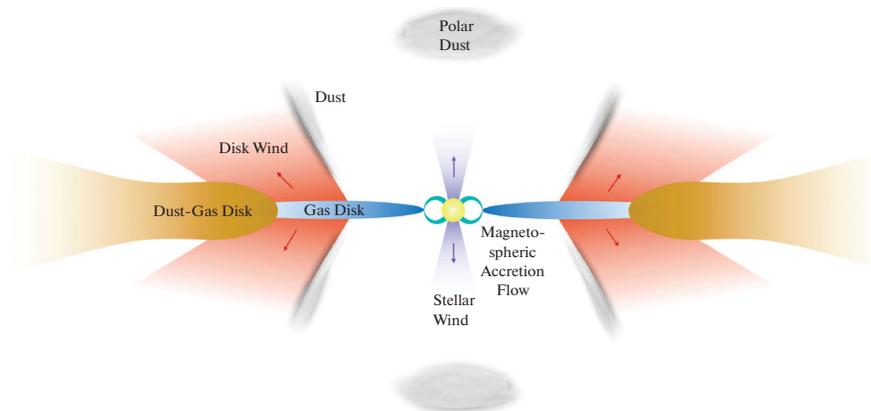


Рис. 1. Схема излучающих областей, рассматриваемых в данной работе. Представлена не в масштабе.

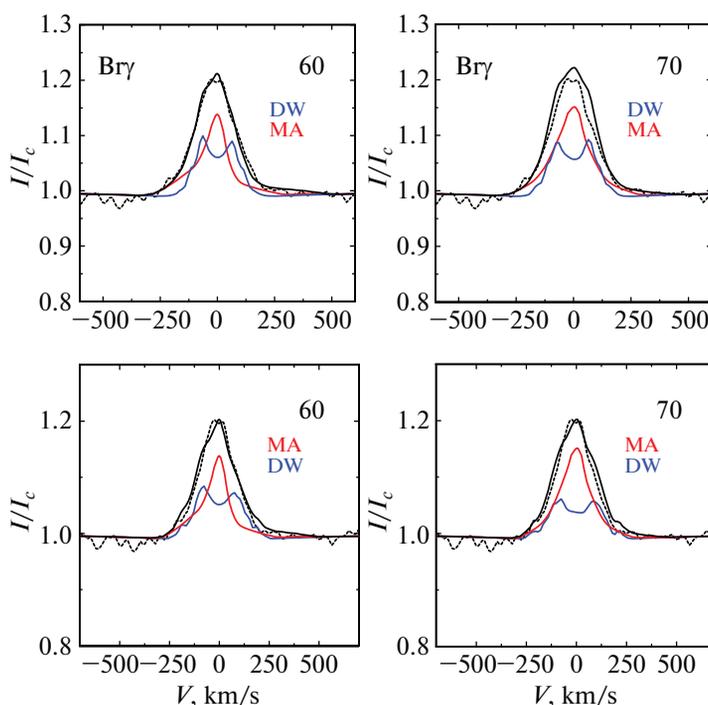


Рис. 2. Вверху: Профили линии $\text{Br}\gamma$ в гибридной модели dw1 плюс m1. Показаны профили линий, образующиеся в DW (синяя линия) и MA (красная линия) излучающих областях. Черная линия обозначает результирующий профиль. Наблюдаемый профиль линии дан штриховой линией. Внизу: Профиль линии $\text{Br}\gamma$, полученный для гибридной модели dw2 плюс m1. Числа 60 и 70 означают углы наклона в градусах.

ной линией, наблюдаемый — штриховой линией. Рисунок 2 (внизу) показывает профили линии $\text{Br}\gamma$ для DW модели dw2 и MA модели m1. Дискосвет в этой модели запускается ближе к звезде, на расстоянии $5\text{--}15R_*$. В этом случае профиль, формируемый ветром, немного шире. В обоих случаях результирующие профили линии показывают удовлетворительное согласие с наблюдаемым профилем линии $\text{Br}\gamma$ несмотря на то,

что мы используем разные модели дискового ветра. Это говорит о том, что профиль линии не содержит достаточно информации, чтобы однозначно определить структуру излучающей области.

В Приложении приведены теоретические профили линии $\text{Br}\gamma$, полученные для одной из моделей MA при разных углах наклона. Представлены варианты с вращением (m5) и без вращения (m6) газа в магнитосфере.

Таблица 2. Диапазон модельных параметров

Параметр	Пределы
Дисковый ветер	
θ_1	30–70°
w_1	2–15 R_*
w_N	6–0 R_*
\dot{M}_w	$(1-10) \times 10^{-8} M_\odot \text{ год}^{-1}$
γ	1–5
β	0.5–5
f	1–3
f_c	1–2
Магнитосферная аккреция	
R_{out}	2–3 R_*
θ_{in}	10–40°
θ_{out}	30–60°
\dot{M}_{acc}	$(1-5) \times 10^{-7} M_\odot \text{ год}^{-1}$
Полярный ветер	
R_p	1.1–2 R_*
θ_{in}	0–10°
θ_{out}	30–45°
v_∞	$(500-1000) \text{ км с}^{-1}$
β	0.5–5
\dot{M}_{pw}	$(1-10) \times 10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}$

4.2. Дисковый ветер плюс полярный ветер

Несмотря на то что темп потери массы в используемых моделях полярного ветра мал ($(1-3) \times 10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}$), излучение из этой области истечения вещества способно заполнить недостаток излучения на малых радиальных скоростях профиля линии $V\gamma$, образующейся в дисковом ветре. Полярный ветер (PW) является подходящим источником для этой цели, так как газ в этой области имеет незначительное вращение, поэтому профили линии получаются узкими. Интенсивность линии может регулироваться с помощью параметра ускорения β . На рис. 3 приводятся примеры гибридных моделей, состоящих из дискового ветра (dw2) и полярного ветра (pw5 (a), pw6 (b) и pw3 (c)). Вычисления выполнены для углов наклона 60 и 70°.

Все примеры профилей линии $V\gamma$ на рис. 3 идентичны, несмотря на то, что они представляют разные модели. При наклоне 60° излучение, формирующееся в дисковом ветре, дает больший вклад в общее излучение, чем при наклоне 70°. Во всех других аспектах профили линии примерно одинаково воспроизводятся для обоих углов.

Таблица 3. Параметры моделей дискового ветра

Name	$\omega_1 - \omega_N, R_*$	θ_1 , град	γ	$\dot{M}_{\text{pw}}, M_\odot \text{ год}^{-1}$	β
dw1	5–15	30–60	3	3.6×10^{-8}	2
dw2	10–30	30–60	3	5×10^{-8}	2
dw3	5–15	45–72	3	5×10^{-8}	2
dw4	5–15	60–79	3	5×10^{-8}	2
dw5	5–15	70–83	3	5×10^{-8}	2

Таблица 4. Параметры моделей полярного ветра

Модель	R_0, R_*	$\theta_{\text{in}} - \theta_{\text{out}}$, град	v_∞ , км с ⁻¹	β	$\dot{M}_{\text{pw}}, M_\odot \text{ год}^{-1}$
pw1	2	0–30	500	1	1×10^{-9}
pw2	2	0–30	500	3	1×10^{-9}
pw3	2	0–30	500	5	1×10^{-9}
pw4	2	0–30	500	0.5	1×10^{-9}
pw5	2	0–30	500	3	3×10^{-9}
pw6	2	0–45	500	3	3×10^{-9}

Таблица 5. Параметры моделей магнитосферной аккреции

Модель	R_c	$\theta_{\text{in}} - \theta_{\text{out}}$	T_{R_*}	α	\dot{M}_{acc}
m1	3	10–40	10000	1/3	4×10^{-7}
m2	3	10–40	10000	1/3	1×10^{-6}
m3	3	40–60	10000	1/3	5×10^{-7}
m4	5	40–60	10000	1/3	5×10^{-7}
m5*	3	10–30	8000	1/3	3×10^{-7}
m6	3	10–30	8000	1/3	3×10^{-7}

* с вращением.

В Приложении мы приводим профили линии $V\gamma$, рассчитанных в рамках PW моделей pw1–pw4, отличающихся параметром ускорения β . Он меняется от 0.5 (быстрое ускорение истекающего газа) до 5 (медленное ускорение). Профили линий рассчитаны для углов от 0° (вид с полюса) до 90° (вид “с ребра”). Параметры полярного ветра соответствуют требованиям модели Кранмера. Можно видеть, что линия $V\gamma$ имеет очень малую интенсивность, гораздо меньшую наблюдаемой. Для сравнения мы рассчитали PW модели с теми же параметрами, но в 10 раз большим темпом потери массы. Только в этом случае мы смогли получить линии, сравнимые с наблюдаемыми как по форме, так и по интенсивности. Однако такие высокие значения темпа потери массы не могут быть объяснены корональным механизмом нагрева, предложенным Маттом и Пудрицем [27] и Кранмером [28].

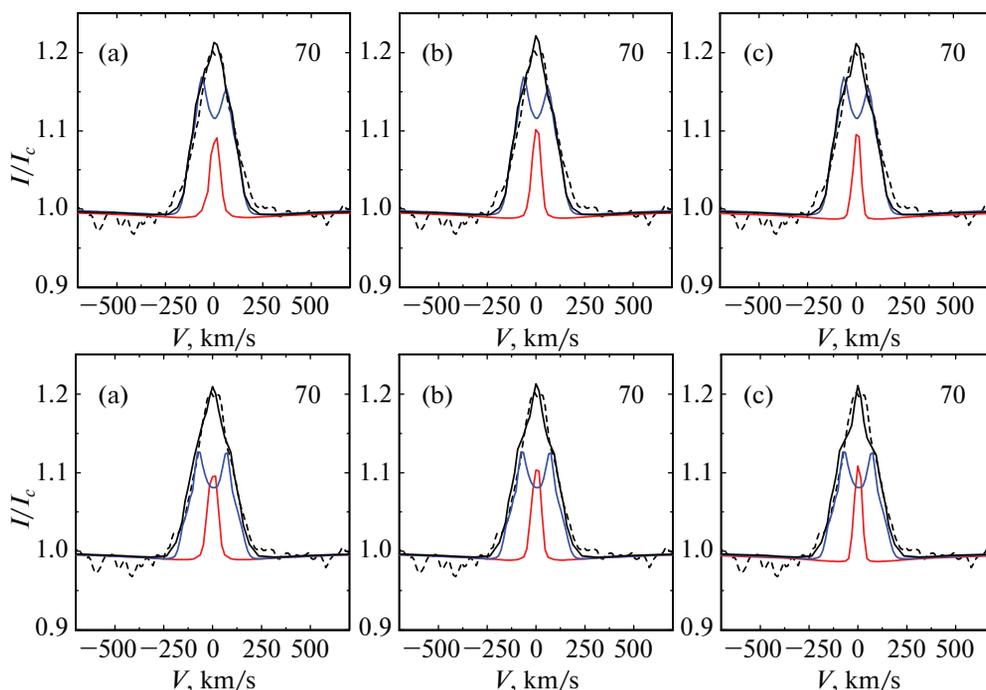


Рис. 3. Профили линии $\text{Br}\gamma$ в моделях дискового ветра (dw2) и полярного ветра rw5 (a), rw6 (b) и rw3 (c). Показаны профили линии, формирующиеся в обеих эмиссионных областях: дисковом ветре (синий профиль) и полярном ветре (красный профиль). Черная сплошная линия представляет результирующий профиль линии, штриховой линией показан наблюдаемый профиль. Угол наклона 60° (вверху) и 70° (внизу).

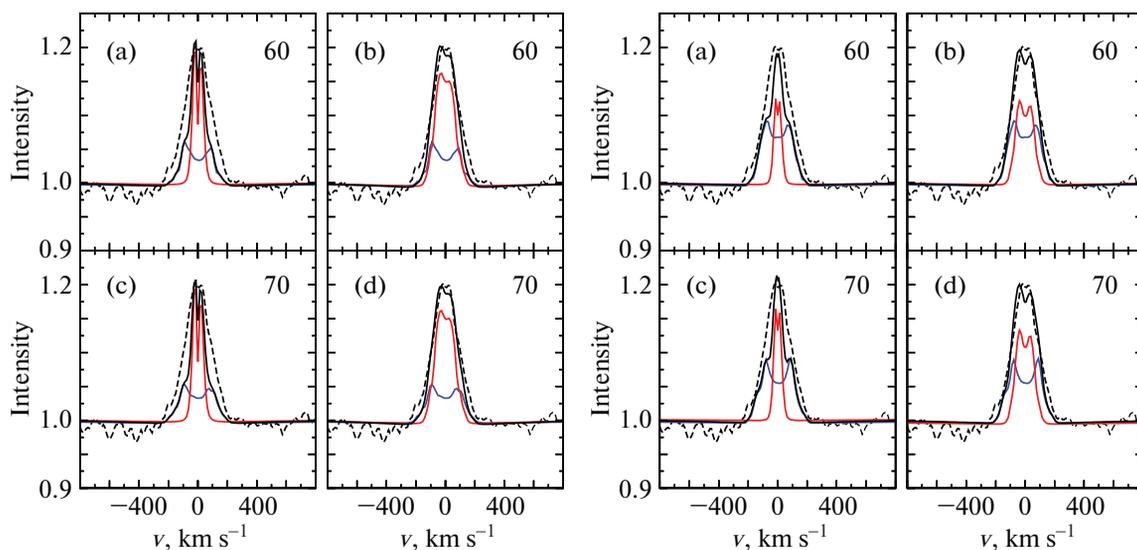


Рис. 4. Слева: Профиль линии $\text{Br}\gamma$, сформированный в модели дискового ветра dw3 (синий профиль) и в рассеянном свете от пылевого гало вблизи полярной оси (красный профиль) для угла наклона 60° (a) и 70° (c). Результирующий профиль линии показан сплошной черной линией. Штриховая линия представляет наблюдаемый профиль линии $\text{Br}\gamma$. Графики (b) и (d) показывают совместный эффект от дискового ветра и излучения от пыли, сконцентрированной на стенках полости. Справа: То же самое, что и на левой панели, но для модели дискового ветра dw4.

4.3. Дисковый ветер плюс рассеянный свет

В этом разделе мы представляем результаты вычислений излучения в области дискового ветра, которое напрямую приходит к наблюдателю

при больших углах наклона (60° и 70°), и излучения, рассеянного на околозвездной пыли. Рисунок 4 демонстрирует результирующие профили линии для моделей дискового ветра dw3 (слева) и dw4 (справа) и излучения, приходящего от пыли,

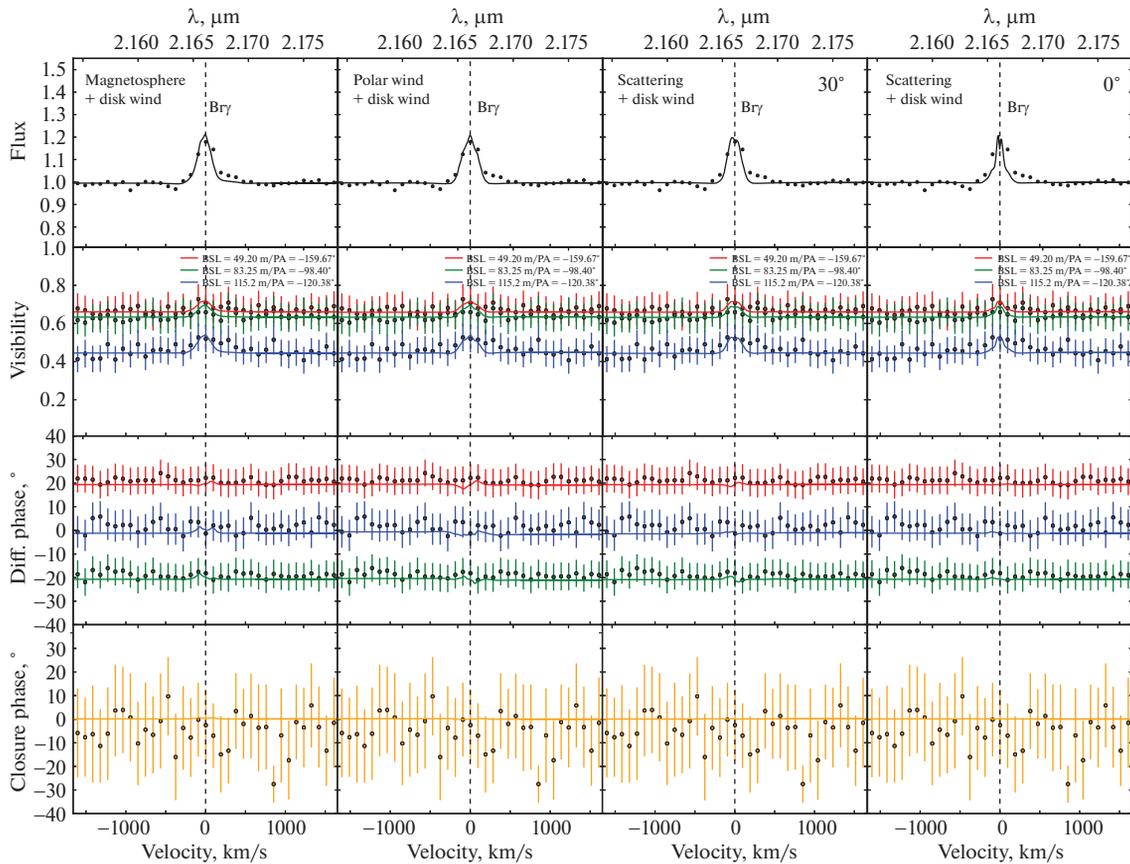


Рис. 5. Сравнение результатов модельных расчетов (линии) с результатами наблюдений с VLTI/AMBER (точки) для звезды VV Ser: слева направо, модели дисковый ветер (dw2) плюс магнитосферная аккреция (m1), дисковый ветер (dw2) плюс полярный ветер (pw5), дисковый ветер (dw3) плюс рассеянный свет от пыли на стенках полости, и дисковый ветер (dw3) плюс рассеянный свет от пылевого гало вблизи полярной оси. В двух последних моделях углы 30° и 0° — это углы между полярной осью и местом концентрации пыли. Дисковый ветер рассчитывался под углом 60°.

расположенной далеко от поверхности диска в полярных областях (а, с), и излучения, приходящего от пыли, сконцентрированной на стенках полости (b, d). Мы показали раздельный вклад в излучение обеих моделей для лучшего понимания влияния рассеяния на форму профиля линии Br γ .

Мы не можем ожидать, что рассеянный свет может заполнить “провал” в профиле, в точности воспроизводя наблюдаемый одиночный профиль линии. Однако рассеяние на пыли может играть важную роль у объектов с большой ОЗ экстинкцией.

Результаты, представленные на рис. 4, получены для случая неподвижной пыли. Это является упрощением модели, поскольку пыль, расположенная у стенок полости, вращается вместе с дисковым ветром. Поэтому результирующие профили линий будут искажаться (смещаться) вследствие этого эффекта. Влияние движения пыли на профили линий детально исследовалось в работах [45, 67].

4.4. Моделирование интерферометрических данных

Мы вычислили интерферометрические видности, дифференциальные фазы и фазы покрытия по модельным картам распределения яркости и сравнили их с данными, полученными с VLTI/AMBER для VV Ser (рис. 5 и 6). Кроме того, мы рассчитали модельные изображения на нескольких радиальных скоростях между -300 и 300 км/с, чтобы проиллюстрировать различные геометрические свойства излучающих областей. Рисунок 7 демонстрирует карты яркости модели дискового ветра (dw2) и магнитосферной аккреции (m1) (слева) и модели дискового ветра (dw2) и полярного ветра (pw5) (справа) для угла наклона 70°. То же самое для гибридных моделей, состоящих из дискового ветра (dw3), видимого под углом 70°, и света, рассеянного пылевым гало, расположенным на вертикальной оси (угол наклона 0°), представлено на рис. 8 (слева). Правая часть рис. 8 представляет эту же модель дискового ветра и свет, рассеянный пылью, расположенной на стенках полости (угол наклона 30°).

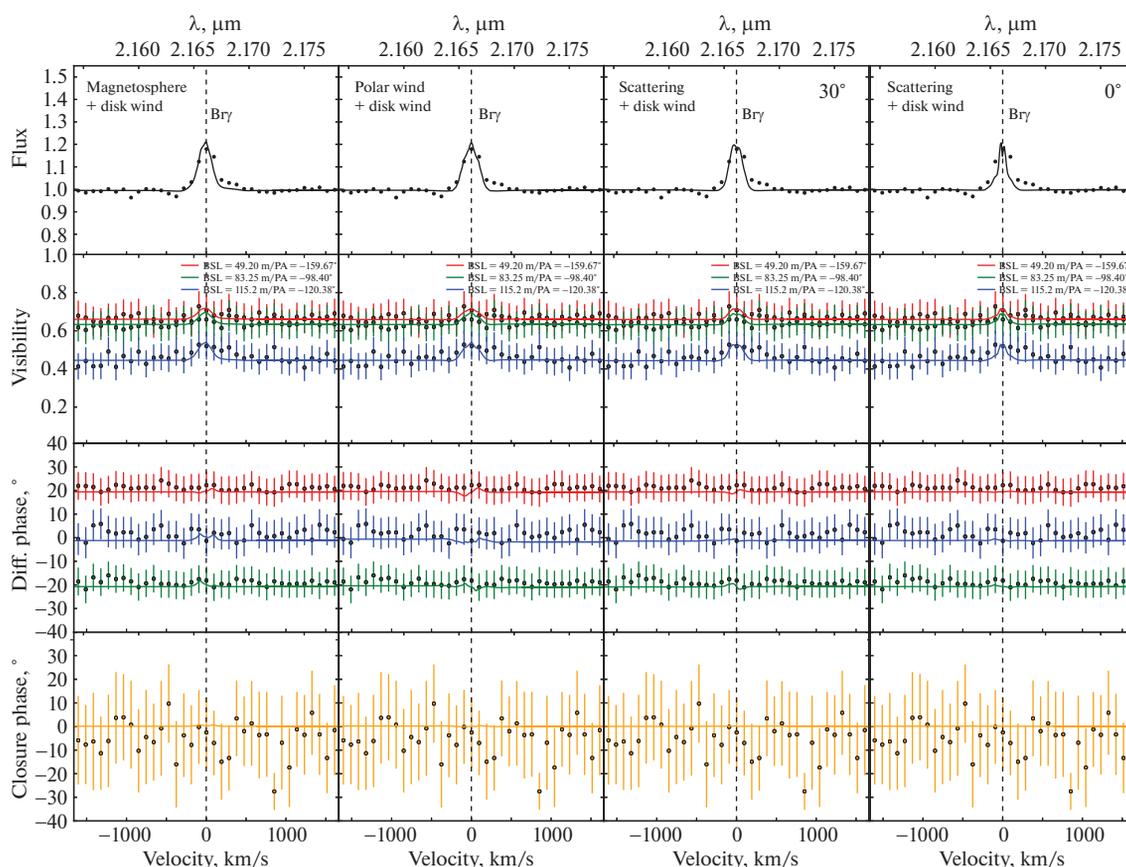


Рис. 6. То же самое, что на рис. 5, но для дискового ветра, рассчитанного под углом 70° .

Рисунки 5 и 6 показывают, что все гибридные модели в целом воспроизводят как профили линии $\text{Br}\gamma$, так и зависимость от длины волны видимостей на самой длинной базе (синяя линия). К сожалению, отношение сигнала к шуму (SNR) наблюдаемых дифференциальных фаз и фаз покрытия недостаточно высокое, чтобы судить об их зависимости от длины волны. Поэтому требуются интерферометрические наблюдения с более высоким SNR, чтобы с большей точностью получить ограничение на модельные параметры.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наши предыдущие расчеты водородных эмиссионных спектров звезд НАЕВЕ (например, [6–8]) показали, что основная часть излучения образуется в областях магнито-центробежного дискового ветра. С другой стороны, для углов наклона, найденных у VV Ser ($\geq 60^\circ$), один лишь дисковый ветер не может объяснить одиночный профиль линии $\text{Br}\gamma$. Настоящие вычисления, выполненные усовершенствованным алгоритмом, также показали, что дисковый ветер обеспечивает главный вклад в излучение линии даже при таких углах наклона, но нужны другие дополнительные

источники излучения, которые, в комбинации с дисковым ветром, воспроизводят наблюдения. Кандидатами являются (1) магнитосферная аккреция, (2) полярный ветер и (3) излучение, рассеянное на пыли, сконцентрированной в полярных областях или на стенках полости, образовавшейся в результате эволюции.

(1) Магнитосферная аккреция. Тип аккреции, происходящей в НАЕВЕ, все еще остается открытым вопросом и предметом интенсивного изучения. Мы использовали невращающуюся или очень медленно вращающуюся магнитосферную аккрецию, потому что вблизи звезды в движении газа преобладает радиальная компонента скорости. Наше заключение о незначительной роли магнитосферной аккреции в образовании профиля линии $\text{Br}\gamma$ совпадает с заключением, сделанным в работе [16]. Тем не менее небольшое количество эмиссии от этого источника на малых радиальных скоростях линии помогает получить недостающую эмиссию для образования одиночного профиля линии.

(2) Полярный ветер. Гибридная модель, состоящая из дискового ветра и полярного ветра для VV Ser, вычисляется впервые. Мы пришли к за-

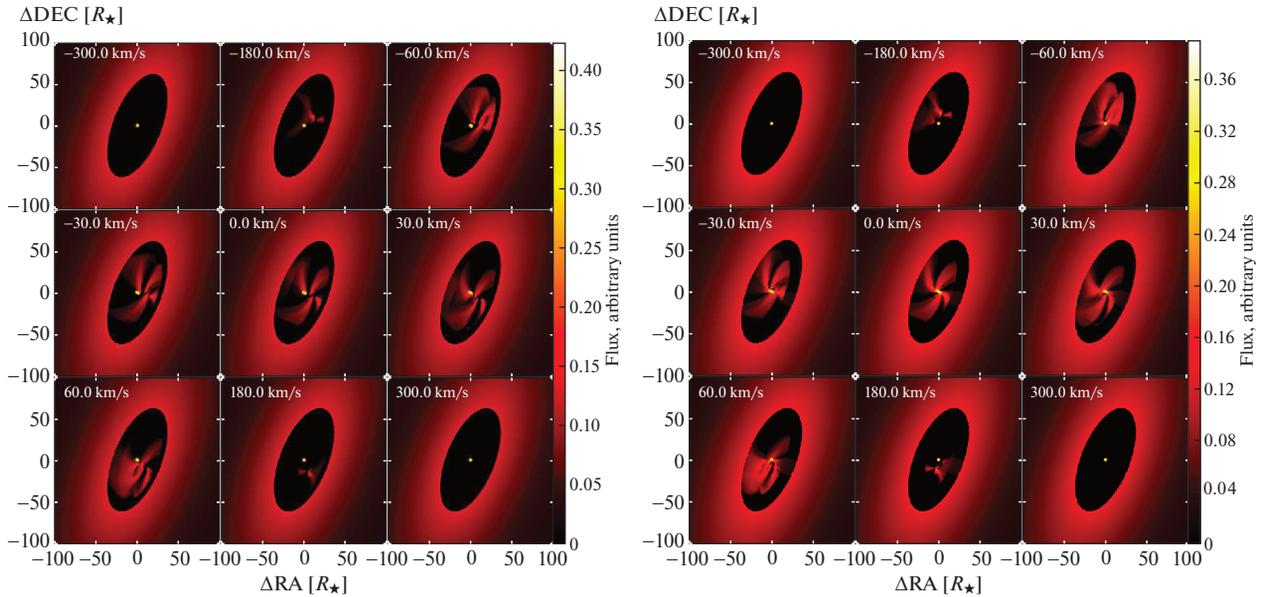


Рис. 7. Карты яркости модели дискового ветра (dw2) и магнитосферной аккреции (m1) (слева) и модели дискового ветра (dw2) и полярного ветра (pw5) (справа) при угле наклона 70° . Радиальные скорости обозначены на каждой карте.

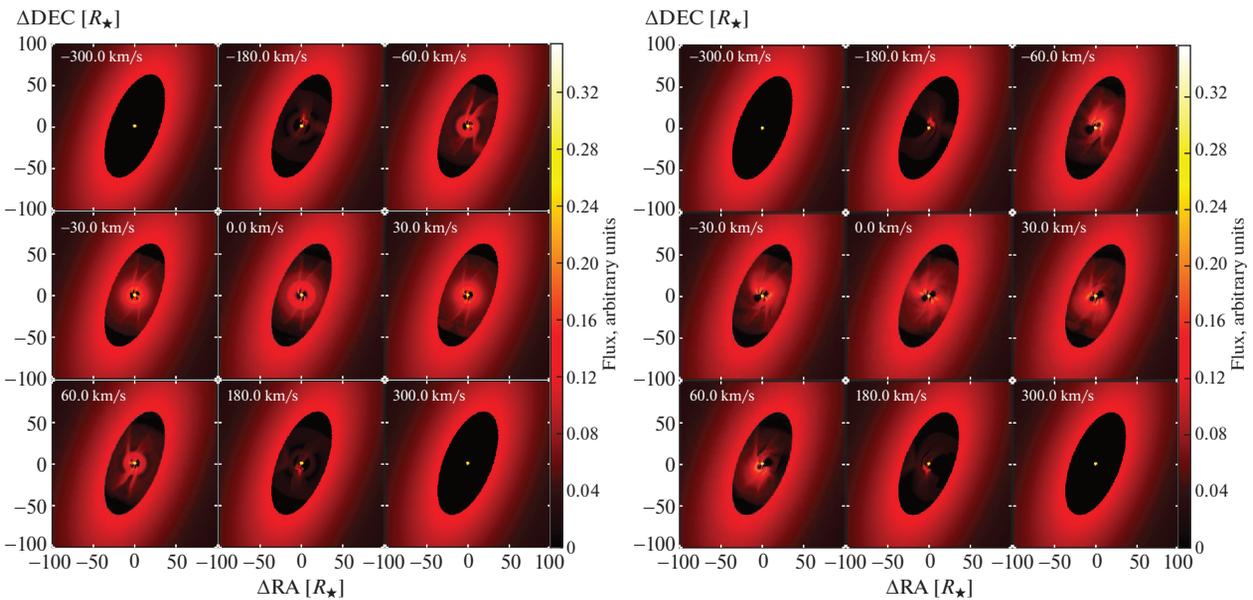


Рис. 8. Слева: Карты яркости дискового ветра, наблюдаемого под углом 70° (dw3), и света, рассеянного пылевым гало, расположенном под углом зрения 0° от вертикальной оси. Справа: То же, что на левой панели, но для света, рассеянного пылью, расположенной на стенках полости (угол зрения 30°).

ключению, что излучение от горячего полярного ветра тоже способно, по крайней мере частично, компенсировать недостаток эмиссии в линии $V\gamma$ на малых радиальных скоростях. Кроме того, полярный ветер имеет преимущество в том, что в области его формирования скорость вращения звезды мала, поэтому он практически не вращается. В наших моделях ветра Кранмера мы использовали значение темпа потери массы около

$10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}$. С этими значениями темпа потери массы линия $V\gamma$ получается слишком слабой и узкой, чтобы объяснить наблюдаемый профиль линии, но вполне достаточной, чтобы сформировать вместе с дисковым ветром наблюдаемый одиночный профиль.

(3) Рассеяние на пыли. Третий механизм, который впервые рассматривается в настоящей работе и который способен добавить эмиссию на

малых радиальных скоростях, это излучение, рассеянное околозвездной пылью. Чтобы изменить профиль линии, мы промоделировали рассеянное излучение как от удаленного пылевого гало, так и от пыли на стенках выдутой полости. Вклад рассеянного света в полное излучение линии $\text{Br}\gamma$ также зависит от параметров дискового ветра (например, от половинного угла раскрытия). Если этот угол мал, то недостаток эмиссии в профиле лучше компенсируется излучением от удаленного пылевого гало в полярных областях. С увеличением угла раскрытия ветра рассеяние на пыли, находящейся около стенок полости, дает лучший эффект.

Для более детального изучения звезды вместе с инфракрасными линиями необходимо промоделировать и линии Бальмеровской серии. Последние образуются в протяженной околозвездной оболочке. Отметим, что двухпиковый профиль линии $\text{H}\alpha$ подтверждает наш вывод о том, что дисковый ветер является главным источником эмиссии в водородных линиях. Предварительные расчеты профилей линии $\text{H}\alpha$ в рамках рассмотренных моделей показали, что форма профиля этой линии не воспроизводится удовлетворительно, если принимать в расчет только прямое излучение (под большим углом зрения $60^\circ\text{--}70^\circ$). Учитывая большое значение экстинкции в оптическом диапазоне спектра, мы рассчитали профили линий с учетом излучения, рассеянного на околозвездной пыли, и пришли к заключению, что, возможно, наблюдатель видит $\text{H}\alpha$ в спектре VV Ser, в основном, через рассеянный свет; при этом источник пыли сконцентрирован в полярной области. Такая задача требует дополнительных расчетов и является предметом будущей работы.

Таким образом, в результате спектроскопического и интерферометрического не-ЛТР моделирования линии $\text{Br}\gamma$ звезды типа UX Ori VV Ser мы приходим к выводу, что доминирующей компонентой, формирующей одиночный профиль линии, является магнито-центробежный дисковый

ветер. Однако один дисковый ветер не способен воспроизвести наблюдаемый профиль линии во всех деталях. Дополнительными компонентами, способными компенсировать недостаток эмиссии на малых радиальных скоростях, являются: (1) излучение магнитосферной аккреции, (2) излучение полярного ветра и (3) излучение, рассеянное на удаленной околозвездной пыли, сконцентрированной вблизи полярной оси или вдоль стенок полости.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим рецензента статьи за сделанные замечания и предложения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Дополнительный материал представлен рисунками 9, 10 и 11.

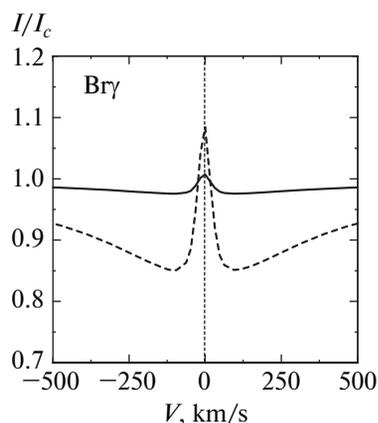


Рис. 9. Профиль линии $\text{Br}\gamma$ в модели полярного ветра pw1, нормированный на звездный (штриховая линия) и общий (звезда плюс диск) континуум (сплошная линия). Угол наклона 70° .

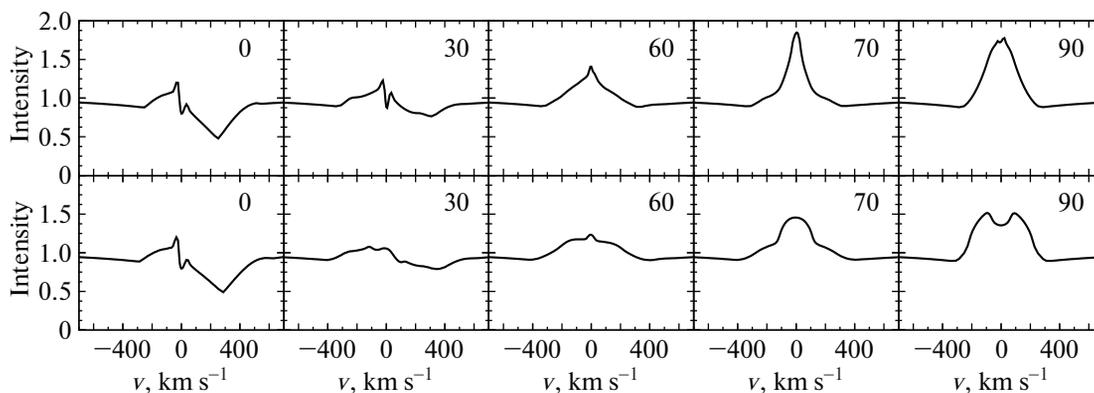


Рис. 10. Профиль линии $\text{Br}\gamma$ в модели магнитосферной аккреции m6 (без вращения, верхняя панель) и m5 (с вращением, нижняя панель). Углы наклона отмечены на каждом графике.

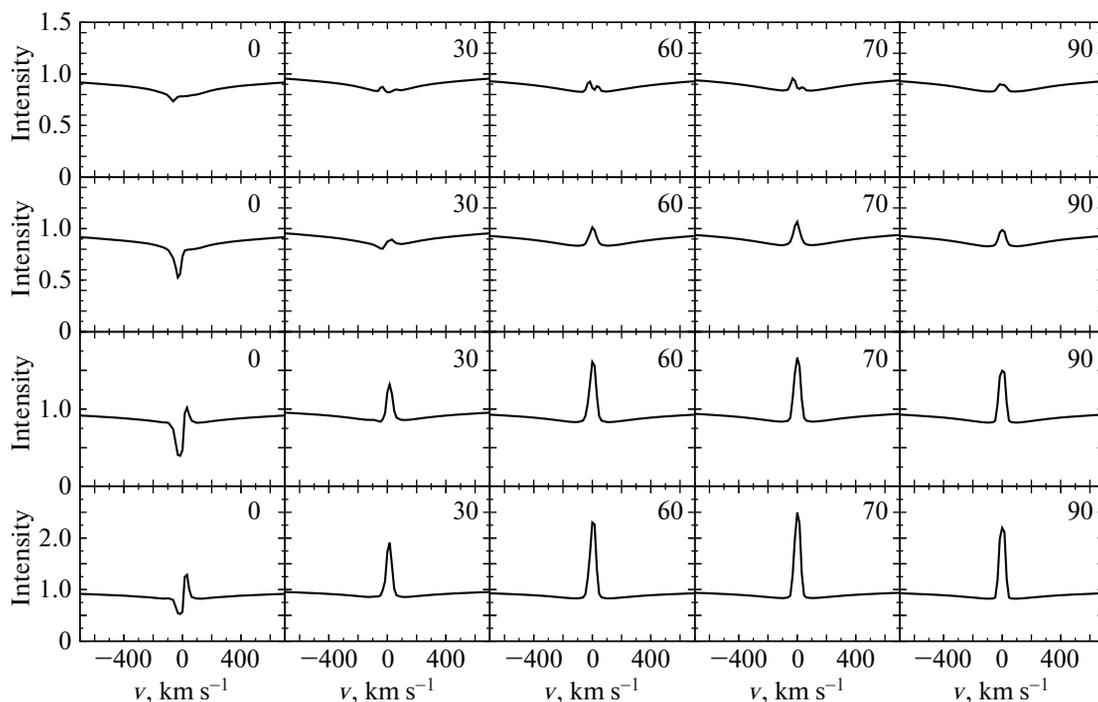


Рис. 11. Профиль линии $V\gamma$ для углов наклона от 0° до 90° (отмечены на каждом графике) для параметров ускорения β , равных 0.5, 1, 3 и 5 (сверху вниз) в моделях полярного ветра pw1–pw4. Профили линии нормированы к континууму звезды.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Л.В.Т. и В.П.Г. поддержаны Программой фундаментальных исследований Президиума РАН КП19-270 12 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований”. А.К. поддержан грантом European Research Council Starting Grant (Grant Agreement № 639889).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Kraus, K.-H. Hofmann, M. Benisty, J.-P. Berger, O. Chesneau, A. Isella, F. Malbet, A. Meilland, N. Nardetto, A. Natta, N. Preibisch, D. Schertl, M. Smith, P. Stee, E. Tatulli, L. Testi, G. Weigelt, *Astron. and Astrophys.* **489**, 1157 (2008).
2. J. A. Eisner, J. R. Graham, R. L. Akeson and J. Najita, *Astrophys. J.* **692**, 309 (2009).
3. M. Benisty, A. Natta, A. Isella, J.-P. Berger, F. Massi, J.-B. Le Bouquin, A. Merand, G. Duvert, S. Kraus, F. Malbet, J. Olofsson, S. Robbe-Dubois, L. Testi, M. Vannier, G. Weigelt, *Astron. and Astrophys.* **511**, 74 (2010).
4. E. Hone, S. Kraus, A. Kreplin, K.-H. Hofmann, G. Weigelt, T. Harries, J. Kluska, *Astron. and Astrophys.* **607**, A17 (2017).
5. J. Varga, P. Ábrahám, L. Chen, Th. Ratzka, K. E. Gabanyi, A. Kospal, A. Matter, R. van Boekel, Th. Henning, W. Jaffe, A. Juhasz, B. Lopez, J. Menu, A. Moor, L. Mosoni, N. Sipos, *Astron. and Astrophys.* **617**, A83 (2018).
6. G. Weigelt, V. P. Grinin, J. H. Groh, K.-H. Hofmann, S. Kraus, A. S. Miroshnichenko, D. Schertl, L. V. Tambovtseva, M. Benisty, T. Driebe, S. Lagarde, F. Malbet, A. Meilland, R. Petrov, E. Tatulli, *Astron. and Astrophys.* **527**, A103 (2011).
7. R. Garcia Lopez, L. V. Tambovtseva, D. Schertl, V. P. Grinin, K.-H. Hofmann, G. Weigelt, A. Caratti o Garatti, *Astron. and Astrophys.* **576**, A84 (2015).
8. A. Caratti o Garatti, L. V. Tambovtseva, R. Garcia Lopez, S. Kraus, D. Schertl, V. P. Grinin, G. Weigelt, K.-H. Hofmann, F. Massi, S. Lagarde, M. Vannier, F. Malbet, *Astron. and Astrophys.* **282**, A44 (2015).
9. R. Kurosawa, A. Kreplin, G. Weigelt, A. Natta, M. Benisty, A. Isella, E. Tatulli, F. Massi, L. Testi, S. Kraus, G. Duvert, R. Petrov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **457**, 2236 (2016).
10. A. Kreplin, L. Tambovtseva, V. Grinin, S. Kraus, G. Weigelt, Y. Wang, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 4520 (2018).
11. M. Ishii, T. Nagato, S. Sato, Y. Yao, Zh. Jiang, H. Nakaya, *Astron. J.* **121**, 3191 (2001).
12. R. Garcia Lopez, A. Natta, L. Testi, E. Habart, *E. Astron. and Astrophys.* **459**, 837 (2006).
13. B. Donehew and S. Brittain, *Astrophys. J.* **141**, 46 (2011).
14. T. S. Rice, S. Brittain, *J. of Southeastern Association for Research in Astronomy* **6**, 2 (2012).
15. S. Kraus, N. Calvet, L. Hartmann, K.-H. Hofmann, A. Kreplin, J. D. Monnier, G. Weigelt, *Astrophys. J.* **752**, 11 (2012).

16. *R. Garcia Lopez, R. Kurosawa, A. Carrati o Garatti, A. Kreplin, G. Weigelt, L. V. Tambovtseva, V. P. Grinin, T. P. Ray*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **456**, 156 (2016).
17. *I. Mendigutía, C. Eiroa, C. B. Montesinos, A. Mora, R. D. Oudmaijer, B. Merin, G. Meeus*, Astron. and Astrophys. **529**, A34 (2011a).
18. *J. Hernández, N. Calvet, C. Briceno, L. Hartmann, P. Berlind*, Astron. J. **127**, 1682 (2004).
19. *B. Montesinos, C. Eiroa, A. Mora, and B. Merín*, Astron. and Astrophys. **495**, 90 (2009).
20. *M. Reiter, N. Calvet, T. Thanathibodee, S. Kraus, P. W. Cauley, J. Monnier, A. Rubinstein, A. Aarnio, and T. J. Harries*, Astrophys. J. **825**, 5 (2018).
21. *A. Mora, B. Merín, E. Solano, B. Montesinos, D. de Winter, C. Eiroa, R. Ferlet, C. A. Grady, J. K. Davies, L. F. Miranda, R. D. Oudmaijer, J. Palacios, A. Quirrenbach, A. W. Harris, H. Rauer, A. Collier Cameron, H. J. Deeg, F. Garzon, A. Penny, J. Schneider, Y. Tsapras, P. R. Wesselius*, Astron. and Astrophys. **378**, 116 (2001).
22. *V. P. Grinin, N. N. Kiselev, G. P. Chernova, N. K. Minikulov, and N. V. Voshchinnikov*, Astrophys. and Space Sci. **186**, 283 (1991).
23. *A. Natta and B. A. Whitney*, Astron. and Astrophys. **364**, 633 (2000).
24. *K. M. Pontoppidan, C. P. Dullemond, G. A. Blake, A. C. A. Boogert, E. F. van Dishoeck, N. J. Evans, II, J. Kessler-Silacci, F. Lahuis*, Astrophys. J. **656**, 980 (2007a).
25. *K. M. Pontoppidan, C. P. Dullemond, G. A. Blake, N. J. II Evans, V. C. Geers, P. M. Harvey, W. Spiesman*, Astrophys. J. **656**, 991 (2007b).
26. *B. Lazareff, J.-P. Berger, J. Kluska, J.-B. Le Bouquin, M. Benisty, F. Malbet, C. Koen, C. Pinte, W.-F. Thi, O. Absil, F. Baron, A. Delboulbe, G. Duvert, A. Isella, L. Jocou, A. Juhasz, S. Kraus, R. Lachaume, F. Menard, R. Millan-Gabet, J. D. Monnier, T. Moulin, K. Perraut, S. Rochat, F. Soulez, M. Tallon, E. Thiebaut, W. Traub, G. Zins*, Astron. and Astrophys. **599**, A85 (2017).
27. *S. Matt and R. E. Pudritz*, in *Star-Disk Interaction in Young Stars*, Proceedings IAU Symposium No. 243, Eds. J. Bouvier and I. Appenzeller (Cambridge: Cambridge, Univ. Press), p. 299 (2007).
28. *S. R. Cranmer*, 2008, Astrophys. J. **689**, 316 (2008).
29. *R. D. Blandford and D. J. Payne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **199**, 883 (1982).
30. *A. Königl, and R. E. Pudritz* in *Protostars and Planets IV*, eds. *V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell*. Tucson: University of Arizona Press, p. 759 (2000).
31. *P. Saffier*, Astrophys. J. **408**, 115 (1993).
32. *P. J. V. Garcia, J. Ferreira, S. Cabrit, and L. Binette*, Astron. and Astrophys. **377**, 589 (2001).
33. *N. Calvet, and L. Hartmann*, Astrophys. J. **386**, 239 (1992).
34. *J. A. Eisner, J. D. Monnier, R. L. Woillez, R. L. Akeson, R. Millan-Gabet, J. R. Graham, L. A. Hillenbrand, J.-U. Pott, S. Ragland, P. Wizinowich*, Astrophys. J. **718**, 774 (2010).
35. *J. A. Eisner, L. A. Hillenbrand, and J. M. Stone*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **443**, 1916 (2014).
36. *L. V. Tambovtseva, V. P. Grinin, and G. Weigelt*, Astron. and Astrophys. **590**, A97 (2016).
37. *A. Kreplin, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, K.-H. Hofmann, M. Kishimoto, D. Schertl, L. Tambovtseva, J.-M. Clause, F. Massi, K. Perraut, Ph. Stee*, Astron. and Astrophys. **551**, A21 (2013).
38. *N. J. Turner, M. Benisty, C. P. Dullemond, S. Hirose*, Astrophys. J. **780**, 42 (2014).
39. *R. G. Petrov, F. Malbet, G. Weigelt, P. Antonelli, U. Beckmann, Y. Bresson, A. Chelli, M. Dugue, G. Duvert, S. Gennari, L. Gluck, P. Kern, S. Lagarde, E. Le Coarer, F. Lisi, F. Millour, K. Perraut, et al.* Astron. and Astrophys. **464**, 1 (2007).
40. *E. Tatulli, F. Millour, A. Chelli, G. Duvert, B. Acke, B. O. Hernandez Utrera, K.-H. Hofmann, S. Kraus, F. Malbet, P. Mege, R. G. Petrov, et al.* Astron. and Astrophys. **464**, 29 (2007).
41. *A. Chelli, O. H. Utrera, and G. Duvert*, 2009, Astron. and Astrophys. **502**, 705 (2009).
42. *P. Lim, R. Diaz, and V. Laidler*, (2015), PySynphot User Guide (Baltimore, MD: STScI), <https://pysynphot.readthedocs.io/en/latest/>
43. *R. O. Gray, and C. J. Corbally*, Astron. J. **107**, 742 (2004).
44. *В. П. Гринин и Л. В. Тамбовцева*, Астрон. Ж. **88**, 766 (2011) (V. P. Grinin and L. V. Tambovtseva, Astron. Reports **55**, 704 (2011)).
45. *V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva and G. Weigelt*, 2012 Astron. and Astrophys. **544**, A45 (2012).
46. *R. E. Pudritz and C. A. Norman*, Astrophys. J. **301**, 571 (1996).
47. *J. Ferreira*, in *Jets from Young Stars*, Lecture Notes in Physics, v. 723, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, p. 181 (2007).
48. *J. Ferreira*, in *Angular Momentum Transport During Star Formation and Evolution*, eds. P. Hennebelle, and C. Charbonnel, EAS Pub. Ser., **62**, 16 (2013).
49. *G. H. R. A. Lima, S. H. P. Alencar, N. Calvet, L. Hartmann, J. Muzerolle*, Astron. and Astrophys. **522**, 104 (2010).
50. *J. Ferreira, C. Dougados, and S. Cabrit*, Astron. and Astrophys. **453**, 785 (2006).
51. *R. Kurosawa, T. J. Harries and N. H. Symington*, 2006, MNRAS **370**, 580.
52. *V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva, I. and D. E. Mkrtichian*, in *The Be[*e*] phenomenon: Forty years of studies*, ASP Conf. Ser. Vol. 508, A. Miroshnichenko, S. Zharikov, D., Korcáková and M. Wolf, eds., Astronomical Society of the Pacific, p. 185 (2017).
53. *I. Mendigutía, N. Calvet, B. Montesinos, A. Mora, J. Muzerolle, C. Eiroa, R. D. Oudmaijer, B. Merin*, Astron. and Astrophys. **535**, A99 (2011b).
54. *P. W. Cauley and C. M. Johns-Krull*, Astrophys. J. **797**, 112 (2014).
55. *P. W. Cauley and C. M. Johns-Krull*, Astrophys. J. **810**, 5 (2015).
56. *J. S. Vink, J. E. Drew, T. J. Harries and R. D. Oudmaijer*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **337**, 356 (2002).
57. *J. S. Vink, J. E. Drew, T. J. Harries, R. D. Oudmaijer and Y. Unruh*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **359**, 1049 (2005).

58. *J. C. Mottram, J. S. Vink, R. D. Oudmaijer and M. Patel*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **377**, 1363 (2007).
59. *K. M. Ababakr, R. D. Oudmaijer and J. S. Vink*, J. S. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **472**, 854 (2017).
60. *T. Alonso-Albi, A. Fuente, R. Bachiller, R. Neri, P. Planelles, L. Testi*, Astrophys. J. **680**, 1289 (2008).
61. *F. H. Shu, J. Najita, E. Ostriker and F. Wilkin*, Astrophys. J. **429**, 781 (1994a).
62. *F. H. Shu, J. Najita, S. P. Ruden and S. Lizano*, Astrophys. J. **429**, 797 (1994b).
63. *G. A. Wade, E. Alecian, J. Grunhut, C. Catala, S. Bagnulo, C. P. Folsom, J. D. Landstreet*, 2011, in Proc. Conference on *Astronomical Polarimetry 2008: Science from Small to Large Telescopes*, Quebec, Canada, 6–11 July 2008, eds. P. Bastien, & N. Manset, ASP Conf. Ser. **449**, 262 (2008).
64. *E. Alecian, G. A. Wade, C. Catala, J. H. Grunhut, J. D. Landstreet, S. Bagnulo, T. Bohm, C. P. Folsom, S. Marsden, I. Waite*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **429**, 1001 (2013).
65. *S. Hubrig, T. A. Caroll, M. Schöller, I. Ilyin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **449**, L118 (2015).
66. *A. H. Ростопчина*, Астрон. журн. **76**, 136, (1999) (A. N. Rostopchina, Astron. Rep. **43**, 113 (1999)).
67. *В. П. Гринин, А. С. Мицкевич и Л. В. Тамбовцева*, ПАЖ, **32**, 122 (2006) (V. P. Grinin, A. S. Mitskevich and L. V. Tambovtseva, Astron. Lett. **32**, 110 (2006)).
68. *I. Appenzeller, C. Bertout and O. Stahl*, Astron. and Astrophys. **434**, 1005 (2005).
69. *В. П. Гринин и Н. А. Катышева*. Известия Крымской Астрофиз. Обс. **62**, 66 (1980) (V. P. Grinin and N. A. Katysheva, Bulletin of the Crimean Astrophys. Observatory) **62**, 59.
70. *В. П. Гринин и А. С. Мицкевич*, Астрофизика **32**, 383 (1990) (V. P. Grinin and A. S. Mitskevich, Astrophysics **32**, 216 (1990)).
71. *Л. В. Тамбовцева, В. П. Гринин, Б. Рождерс и О. В. Козлова*, Астрон. журн. **78**, 514 (2001) (L. V. Tambovtseva, V. P. Grinin, B. Rodgers and O. V. Kozlova, Astron. Rep. **45**, 442 (2001)).
72. *В. В. Соболев*, Астрон. журн. **34**, 694 (1957) (V. V. Sobolev, SvA **1** 678 (1957)).
73. *R. L. Kurucz*, Astrophys. J. Space Sci. **40**, 1 (1979).

УДК 524.6

МОНИТОРИНГ БЛАЗАРА J0238+1636 НА РАТАН-600 И РТ-32 В 2014–2019 гг.

© 2020 г. М. А. Харинов^{1,*}, В. К. Конникова², А. В. Ипатов¹, И. А. Ипатова¹, А. К. Эркенов³

¹ Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

³ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

*E-mail: kharinov@iaaras.ru

Поступила в редакцию 09.09.2019 г.

После доработки 03.12.2019 г.

Принята к публикации 20.12.2019 г.

Представлены результаты наблюдений блазара J0238+1636 на радиотелескопе РАТАН-600 САО РАН на частотах 2.3, 4.8, 8.2, 11.2 и 21.7 ГГц в 2014–2019 гг. и на антеннах РТ-32 обсерваторий “Зеленчукская” и “Бадары” ИПА РАН на частотах 4.84 и 8.57 ГГц в 2015–2017 гг. На долговременной кривой блеска зарегистрированы две вспышки. Временная шкала переменности по восходящей ветви первой вспышки $\tau_{\text{var}} = 0.5$ г., верхний предел линейного размера излучающей области на 21.7 ГГц равен 0.3 пк, углового – 0.05 mas. Яркостная температура $T_b \geq 2.6 \times 10^{13}$ К, Доплер-фактор $\delta \geq 3$. В трех сетях ежедневных наблюдений источника длительностью до трех месяцев после вычитания долговременной переменности не обнаружено значимой переменности на масштабах дни-недели (day-to-day). Внутрисуточная переменность (IDV) по данным РТ-32 на частоте 4.84 ГГц обнаружена в трех сеансах из 15, на 8.57 ГГц – в двух из 13. Характерные времена переменности – 4–5 ч.

DOI: 10.31857/S0004629920050023

1. ВВЕДЕНИЕ

Блазар J0238+1636 (АО 0235+16, OR 103) – один из наиболее интенсивно изучаемых объектов. Источник исследуется в широком диапазоне длин волн от радио до гамма и характеризуется значительным диапазоном переменности плотности потока на различных масштабах времени, компактностью структуры, высокой яркостной температурой, наличием компонентов со сверхсветовыми движениями и значительной поляризацией радио и оптического излучения. Библиография источника подробно представлена в работах [1–4].

Красное смещение источника $z = 0.940$ [5], галактическая широта – $b = -39^\circ$. Мониторинг долговременной плотности потока источника в радиодиапазоне проводится на 26-м телескопе Мичиганской обсерватории (UMRAO) на 4.8, 8.0 и 14.5 ГГц [6] и 14-м телескопе Метсахови (Финляндия) на 37 ГГц [7]. Многочастотный мониторинг объекта с помощью Whole Earth Blazar Telescope (WEBT) проведен в 2003–2005 гг. [8]. Исследовалась переменность в радио, оптической и близкой инфракрасной области по широкому ряду временных шкал, включая внутрисуточную пе-

ременность (IDV). Переменность источника в радио, оптическом и гамма диапазонах в 2006–2015 гг. описана в работе [9]. Зарегистрированы мощные вспышки в 2006 и 2008 г. Физические характеристики блазара по объединенным данным длительного мониторинга 1974–2014 гг. от радио до гамма-диапазона представлены в работе [10].

По данным интерферометрических наблюдений блазар является очень компактным со структурой менее $0.001''$, что приводит к яркостной температуре больше 6×10^{13} К [11]. Источник также наблюдался с помощью “Радиоастрона” с наземными антеннами [12]. Получены изображения объекта на частотах от 1.7 до 43.2 ГГц. Зарегистрирована высокая яркостная температура – до 10^{14} К.

В данной работе мы представляем результаты наблюдений блазара J0238+1636 на радиотелескопе РАТАН-600 САО РАН на частотах 2.3, 4.8, 8.2, 11.2 и 21.7 ГГц в 2014–2019 гг. и на антеннах РТ-32 обсерваторий “Зеленчукская” и “Бадары” комплекса “Квазар-КВО” ИПА РАН на частотах 4.84 и 8.57 ГГц в 2015–2017 гг. Исследовалась вспышка на долговременной кривой блеска, переменность на масштабах дни-недели (day-to-

day) и внутрисуточная переменность во время вспышки.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

2.1. РАТАН-600 САО РАН

Наши наблюдения блазара J0238+1636 проводились с июня 2014 г. по июнь 2019 г. на Северном секторе РАТАН-600. Для обработки наблюдений использовался пакет программ, позволяющий получать как плотность потока индивидуального наблюдения источника, так и среднюю плотность потока за любой интервал внутри цикла наблюдений. В основу обработки положена оптимальная фильтрация исходных данных, подробно методика описана в [13].

В 2015, 2016 и 2017 г. были проведены длительные ежедневные наблюдения источника (сеты) для поиска короткой переменности от нескольких дней (day-to-day). Наблюдения проводились одновременно на частотах 2.3, 4.8, 8.2, 11.2 и 21.7 ГГц в периоды: 16.06–14.09.2015, 15.06–08.09.2016 и 02.06–04.09.2017 г. (в 2014–2015 гг. без частоты 2.3 ГГц).

Поиск и исследование переменности day-to-day подробно описаны в работах [14, 15]. Мы приведем здесь основные этапы обработки. После фильтрации измеренных плотностей потоков, испорченных помехами (погодными условиями или техногенными причинами), с использованием критерия Фишера и вычитания долговременной переменности на всех частотах определялась средняя плотность потока источника в течение всего сета наблюдений. Затем рассчитывалось значение нормированной величины χ^2 для цикла (или части цикла) наблюдений для числа степеней свободы $N - 1$, где N – число наблюдений в данном сете:

$$\chi^2 = \frac{1}{N - 1} \sum \left(\frac{S_i - \langle S \rangle}{\Delta S_i} \right)^2. \quad (1)$$

Здесь S_i и ΔS_i – соответственно плотность потока и ее ошибка в i -й день, $\langle S \rangle$ – средняя плотность потока по всем дням наблюдений. Переменность считалась обнаруженной, если величина χ^2 превышала теоретическое значение χ^2 при уровне значимости, не превышающем 1% для $N - 1$ степеней свободы на двух и более частотах одного сета, либо на одной и более частотах в разных сетах.

При обнаружении переменности ее характеристики (характерные времена и дисперсии пере-

менного компонента) получаются из анализа структурных функций первого порядка (SF)

$$D^1(\tau) = \left\langle [f(\tau) - f(t + \tau)]^2 \right\rangle,$$

где τ – временной сдвиг.

По виду структурной функции можно оценить характерные времена переменности. Выше уровня аппаратных шумов структурная функция растет по степенному закону, пока не достигает уровня насыщения. Пересечение степенной части функции с уровнем насыщения дает характерное время.

Структурные функции также используются для определения дисперсии переменной составляющей:

$$\sigma_{\text{var}}^2 = \sigma_{pr}^2 - \sigma_n^2,$$

где $\sigma_{pr}^2 = \sum_{i=1}^n (S_i - \langle S \rangle)^2 / (N - 1)$ – дисперсия процесса; $\sigma_n^2 = D^1(1)/2$ – дисперсия шумовой составляющей; $D^1(1)$ – значение SF при сдвиге на одни сутки.

Величину переменной составляющей обычно характеризуют индексом модуляции (в процентах), который определен как

$$m = 100\sigma_{\text{var}} / \langle S \rangle,$$

где σ_{var} – стандарт переменной составляющей.

Для более точного определения характерного времени используют автокорреляционные функции (ACF), и по ее первому минимуму определяется характерное время τ_{acf} . По виду ACF можно определить не только характерное время, но и характеристики переменности, в частности, является ли процесс периодическим, представляет собой одну или несколько хаотических вспышек или может быть комбинацией этих процессов.

При всех наблюдениях на РАТАН-600 в качестве калибровочного источника использовался опорный для РАТАН-600 источник J0521+1638 (3C 138), для него приняты плотности потока: 6.18, 3.78, 2.65, 2.16 и 1.38 Ян на частотах 2.3, 4.8, 8.2, 11.2 и 21.7 ГГц соответственно. Спектр опорного источника аппроксимируется степенной функцией $S = 10.77\nu^{-0.667}$ Ян.

2.2. РТ-32 ИПА РАН

Поиск внутрисуточной переменности J0238+1636 проводился на частотах 4.84 или 8.57 ГГц на радиотелескопах РТ-32 обсерваторий “Зеленчукская” и “Бадары” комплекса “Квазар–КВО” Института прикладной астрономии (ИПА РАН). Наблюдения проводились в режиме “плавного” сканирования по углу места, в процессе которого антенна сопровождает источник по азиму-

ту и производит сканирование по углу места. Для накопления цикл сканирования повторяется необходимое количество раз. В дальнейшем N циклов (сканов) накопления опорного или исследуемого источника мы будем называть сетом, а совокупность всех сетов за сутки наблюдения — сеансом. Подробно методика наблюдений описана в работах [16, 17].

Все наблюдения в течение часа или получаса усреднялись (до 30 сканов исследуемого источника в зависимости от скорости сканирования и количества отбракованных записей). Вся дальнейшая работа по определению плотности потока переменного компонента S_{var} проводилась только с усредненными данными.

Обработка наблюдений с радиотелескопов РТ-32 проводилась в специальном программном пакете “Class Visual” и далее в оригинальной базе данных радиометрических наблюдений [18, 19]. Указанные программные средства позволяют получать антенные температуры источника, проводить чистку и фильтрацию данных и в итоге строить кривую усиления по опорным источникам и получать результирующую плотность потока исследуемого источника

По формуле (1) рассчитывалось значение χ^2 для суточных наблюдений, в данном случае S_i и ΔS_i соответственно средняя плотность потока и ее ошибка в i -м сете, $\langle S \rangle$ — средняя плотность потока за N сетов, число степеней свободы $(N - 1)$, где N — число сетов, полученных в рассматриваемую дату. Для данных наблюдений $(N - 1)$ колеблется от 1 до 20. Погодные условия и качество наблюдений не всегда позволяли провести сканирование источника в течение всего доступного для наблюдений времени.

Переменность считалась обнаруженной, если величина χ^2 превышала теоретическое значение χ^2 при уровне значимости, не превышающем 0.1% для $(N - 1)$ степеней свободы. При наблюдениях на двух антеннах одновременно величина χ^2 рассчитывалась по всем полученным данным.

Ужесточение требований к уровню значимости при наблюдениях на антеннах ИПА РАН связано с большим числом параметров, которые нужно учитывать при определении плотности потоков в каждом суточном сеансе наблюдений.

Плотность потока переменного компонента в данном сеансе наблюдений определялась в соответствии формулой, взятой из [20]:

$$S_{\text{var}} = [(N - 1)(\chi^2 - 1)/\Sigma \Delta S_i^{-2}]^{0.5}.$$

Рассчитывался также индекс переменности

$$m = \frac{100S_{\text{var}}}{6\langle S \rangle}.$$

При наблюдениях использовался опорный источник J0318+1628 (СТА 21, PKS 0316+152), принятые плотности потока составляют 3.09 и 1.72 мЯн на 4.84 и 8.57 ГГц соответственно. Более точная аппроксимация по всем существующим данным каталога CATS [21] показала, что принятая плотность потока на 8.57 ГГц завышена примерно в 1.2 раза. J0318+1528 не является общепринятым стандартом, но при наблюдениях требовался источник как можно ближе к исследуемому и заведомо постоянный. Это связано с частым перенаведением антенны с опорного на исследуемый источник.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Долговременная переменность в 2014–2019 гг. и интегральные спектры

На рис. 1 показана кривая блеска на частотах 2.3, 4.8, 8.2, 11.2, 21.7 ГГц., полученная на РАТАН-600 с июня 2014 г. по май 2019 г. Наблюдения на 2.3 ГГц начались с 2016 г. Приведенные плотности потока на долговременной кривой блеска усреднены за 7–10 дней наблюдений.

На частотах 8.2, 11.2 и 21.7 ГГц наблюдалась высокочастотная вспышка плотности потока, амплитуда вспышки увеличивалась с ростом частоты. Длинный сет 16.06–14.09.2015 г. захватил растущую часть вспышки, включая максимум. На рис. 2 приведена кривая блеска в сете 2015 г. на частотах 4.8–21.7 ГГц. На 21.7 ГГц максимум наблюдался 16 августа, на 4.8 ГГц — на 6 дней позже.

Временная шкала переменности по восходящей ветви вспышки составляет около 6 мес. Временная шкала определена как $\tau_{\text{var}} = dt/d \ln(S)$. Методика определения временной шкалы отдельной вспышки по всем промежуточным данным предложена в работе [22], и также подробно описана в [23].

Из полученной временной шкалы вспышки 2015 г. оцениваем верхнее значение линейного размера излучающей области $R = c\tau_{\text{var}}$ и соответственно угловой размер

$$\Theta = R(1+z)^2/r_{\text{bol}}, \quad (2)$$

где c — скорость света, r_{bol} — болометрическое расстояние до объекта. При расчете болометрического расстояния постоянная Хаббла принималась равной $H = 65$ км/с/Мпк, параметр замедления $q = 0.5$.

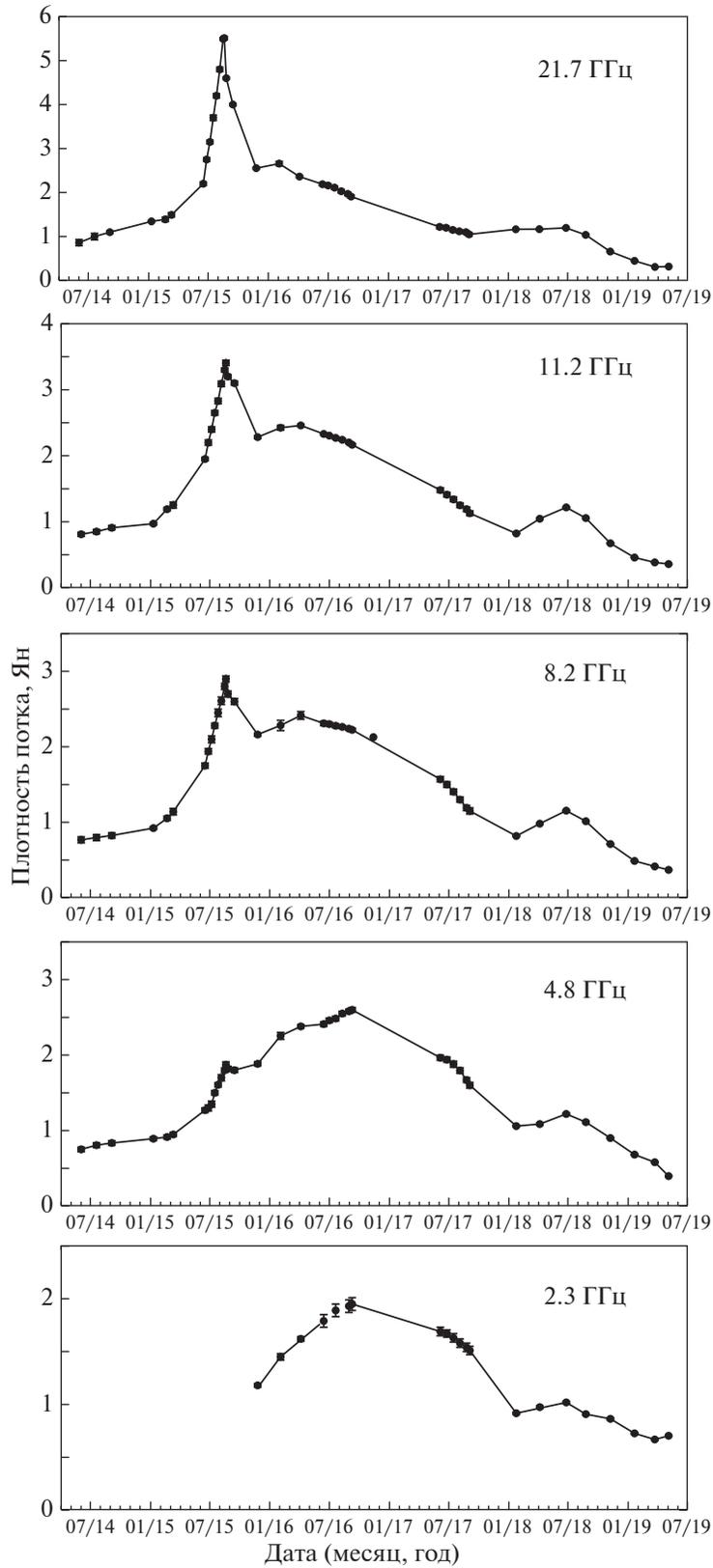


Рис. 1. Кривые блеска блазара J0238+1636 на частотах 21.7, 11.2, 8.2, 4.8 и 2.3 ГГц, полученные на РАТАН-600 в 2014–2019 гг. (на 2.3 ГГц – с 2016 г.).

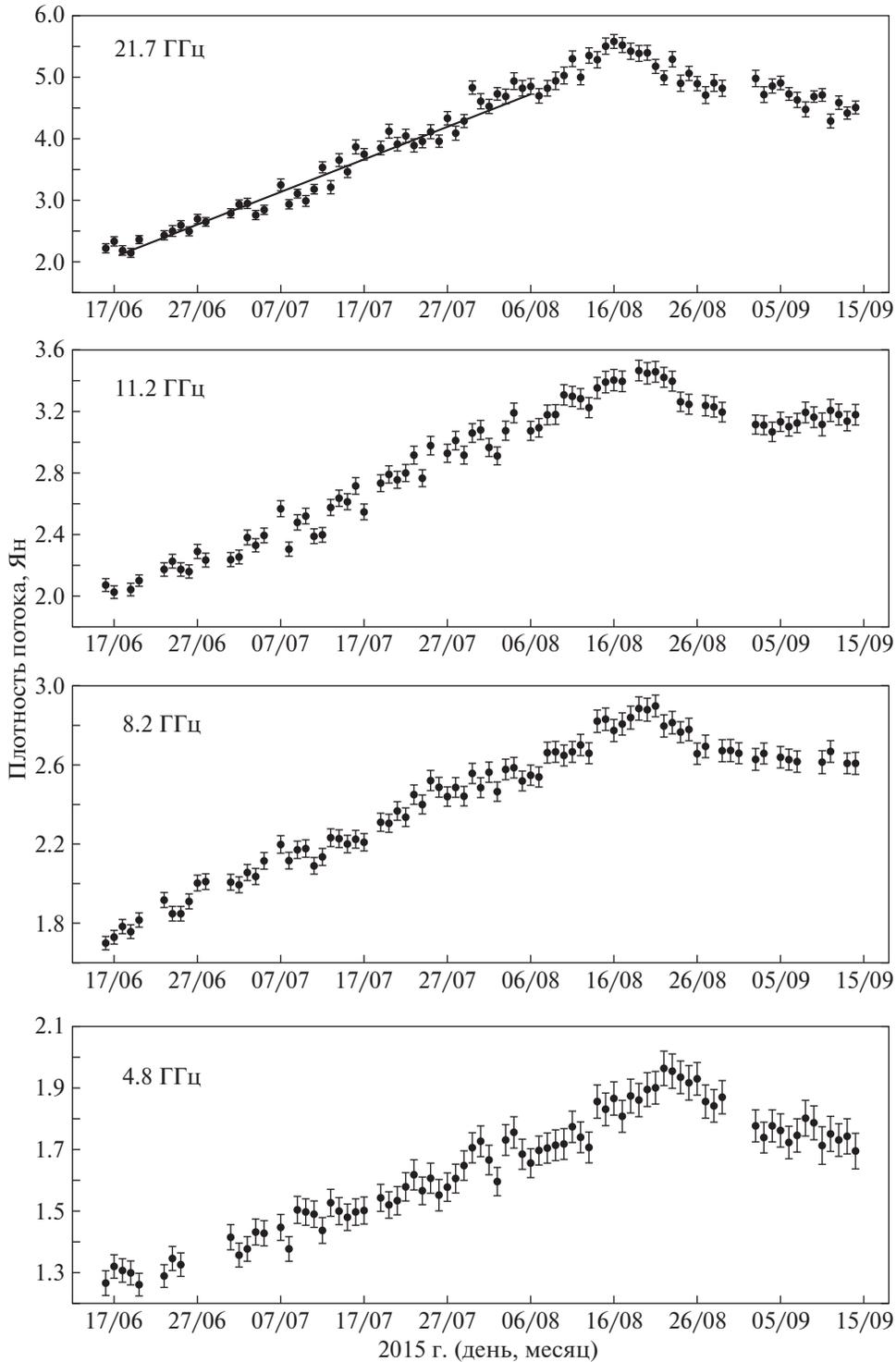


Рис. 2. Кривые блеска в длинном сете 2015 г. на частотах 21.7, 11.2, 8.2 и 4.8 ГГц.

В системе покоя источника яркостная температура в максимуме вспышки оценивалась по формуле

$$T_b^0 \geq \Delta S \lambda^2 (1+z)^3 / 2\pi k \Theta^2, \quad (3)$$

где ΔS – амплитуда вспышки.

Из условия, что максимальная яркостная температура не может превышать комптоновский предел $T_b = 10^{12}$ К, получаем значение Доплер-фактора

$$\delta_{\text{var}} \geq (T_b^0 / 10^{12})^{1/3}. \quad (4)$$

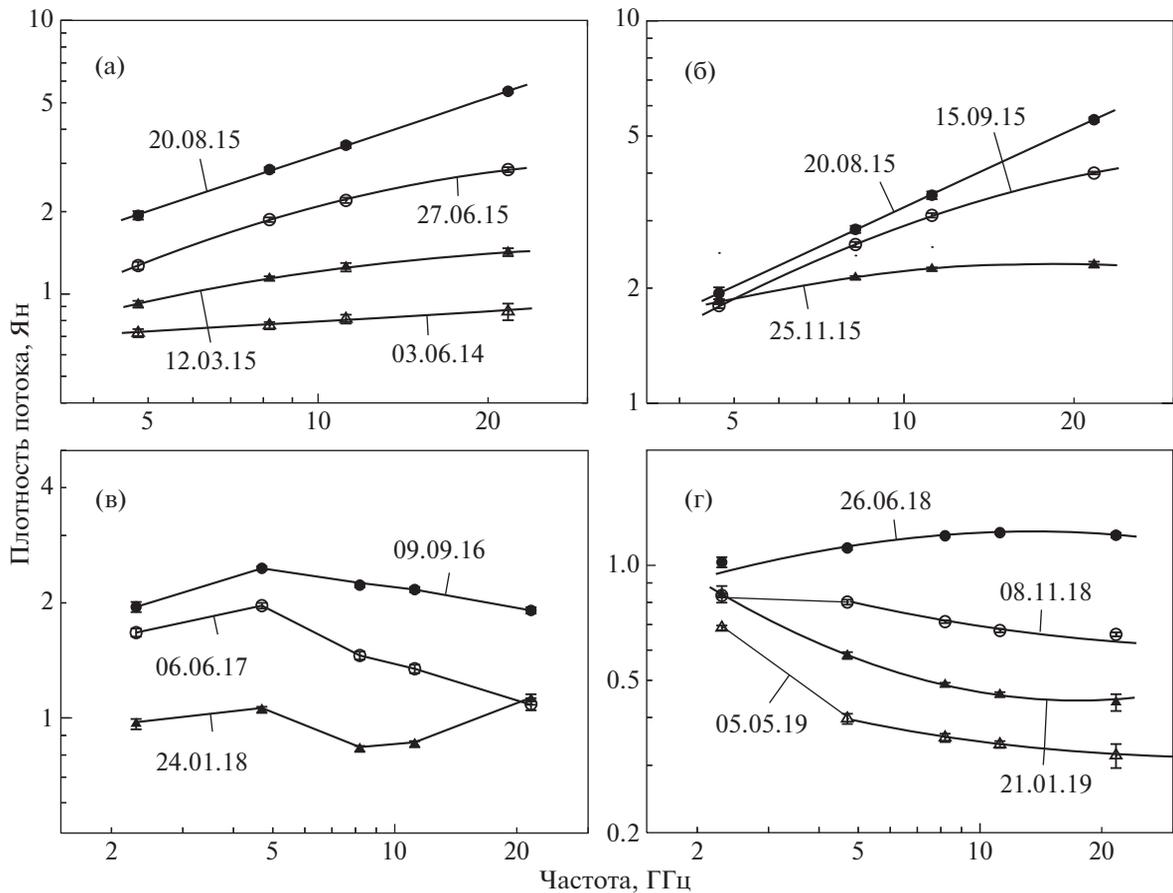


Рис. 3. Интегральные спектры источника J0238+1636 в разных фазах долговременной кривой блеска, приведенной на рис. 1.

Для характерного времени $\tau_{\text{var}} = 0.5$ лет восходящей ветви вспышки параметры излучающей области, вычисленные по формулам (2)–(4), на частоте на 21.7 ГГц таковы: $\tau_{\text{var}} = 0.5$ лет, линейный размер $R \leq 0.3$ пк, угловой размер $\theta \leq 0.05 \text{ mas}^1$, яркостная температура $T_b \geq 2.6 \times 10^{13}$ К, Доплер-фактор $\delta \geq 3$. На частоте 8.2 ГГц яркостная температура $T_b \geq 12 \times 10^{13}$ К, Доплер-фактор $\delta \geq 5$.

На нисходящей ветви первой вспышки началась вторая вспышка, амплитуда которой имеет максимальное значение на частотах 4.8 и 2.3 ГГц. Видно значительное запаздывание максимума к низким частотам, на 21.7 ГГц максимум наблюдался 12.2015, на 8.2 ГГц – 04.2016, на частотах 4.8 и 2.3 ГГц – 09.2016 или несколько позже, точная дата не определена из-за отсутствия наблюдений в районе максимума.

После второй вспышки плотность потока уменьшается, и к июню 2019 г. после небольшого максимума 07.2018 плотность потока вернулась к

минимальному значению за время наблюдения, спектр становится падающим к высоким частотам со спектральным индексом $\alpha = -0.15$.

На рис. 3а–3г приведены интегральные спектры в разные фазы долговременной переменности. Рис. 3а показывает спектр источника в эпоху от начала наблюдений вспышки 06.2014 до максимальной плотности потока 08.2015, спектральный индекс меняется от значения $\alpha = +0.12$ до $+0.7$. На рис. 3б – спад вспышки от максимальной плотности потока до начала следующей вспышки 25.11.2015.

В течение всей первой вспышки максимум в спектре находится выше исследуемого диапазона, т.е. основная активность происходит на более высоких частотах. Приведенные на рис. 3а, б спектры в течение всей первой вспышки показывают, что динамика развития вспышки соответствует модели, в которой переменность является результатом эволюции ударной волны в джете радиоисточника, вспышка начинается на более высоких частотах, и по мере развития вспышки максимум в спектре приходит в низкочастотную область и становится практически плоским в

¹ mas (milliarcsecond) – угловая миллисекунда

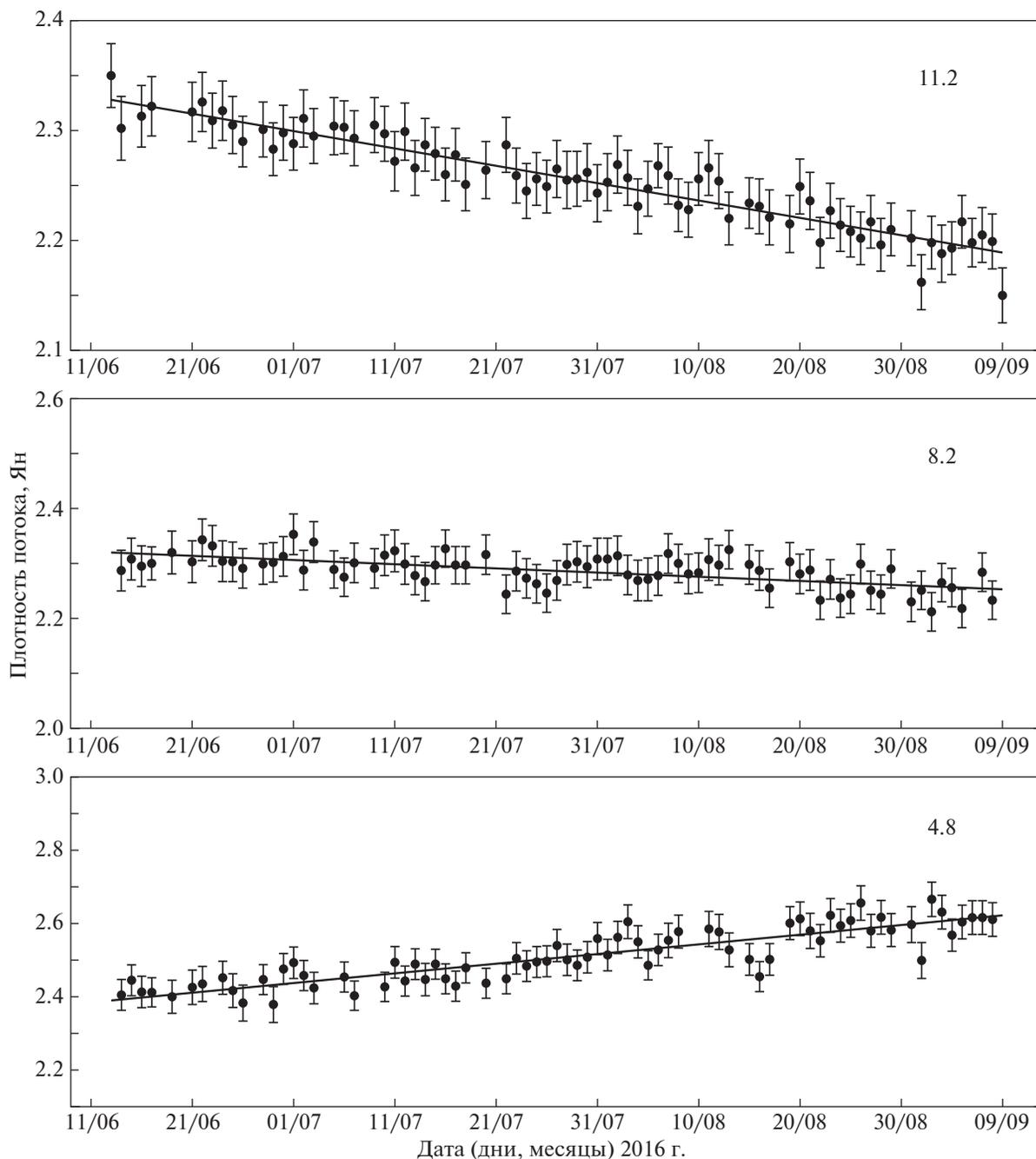


Рис. 4. Кривые блеска в длинном сете 2016 г. на частотах 11.7, 8.2 и 4.8 ГГц.

минимуме. Это подтверждает выводы ряда авторов, что ответственность за переменность в данном объекте связана с прохождением по джету ударной волны (см., напр., [24]).

На рис. 3в приведен спектр 09.09.2016 в максимуме второй вспышки на частотах 2.3 и 4.8 ГГц, на более высоких частотах виден спад первой вспышки. В спектре 06.06.2017 г. наблюдаются нисходящие ветви обеих вспышек, он был получен в начале длинного сета 2017 г. Спектр

24.01.2018 получен в минимуме излучения на всех частотах перед началом небольшого подъема плотности потока. В этих спектрах присутствуют обе вспышки, и выделить спектр отдельной вспышки трудно.

На рис. 3г спектры от небольшого максимума 07.2018 до минимального значения плотности потока на всех частотах показывают постепенное продвижение вспышки в низкочастотную об-

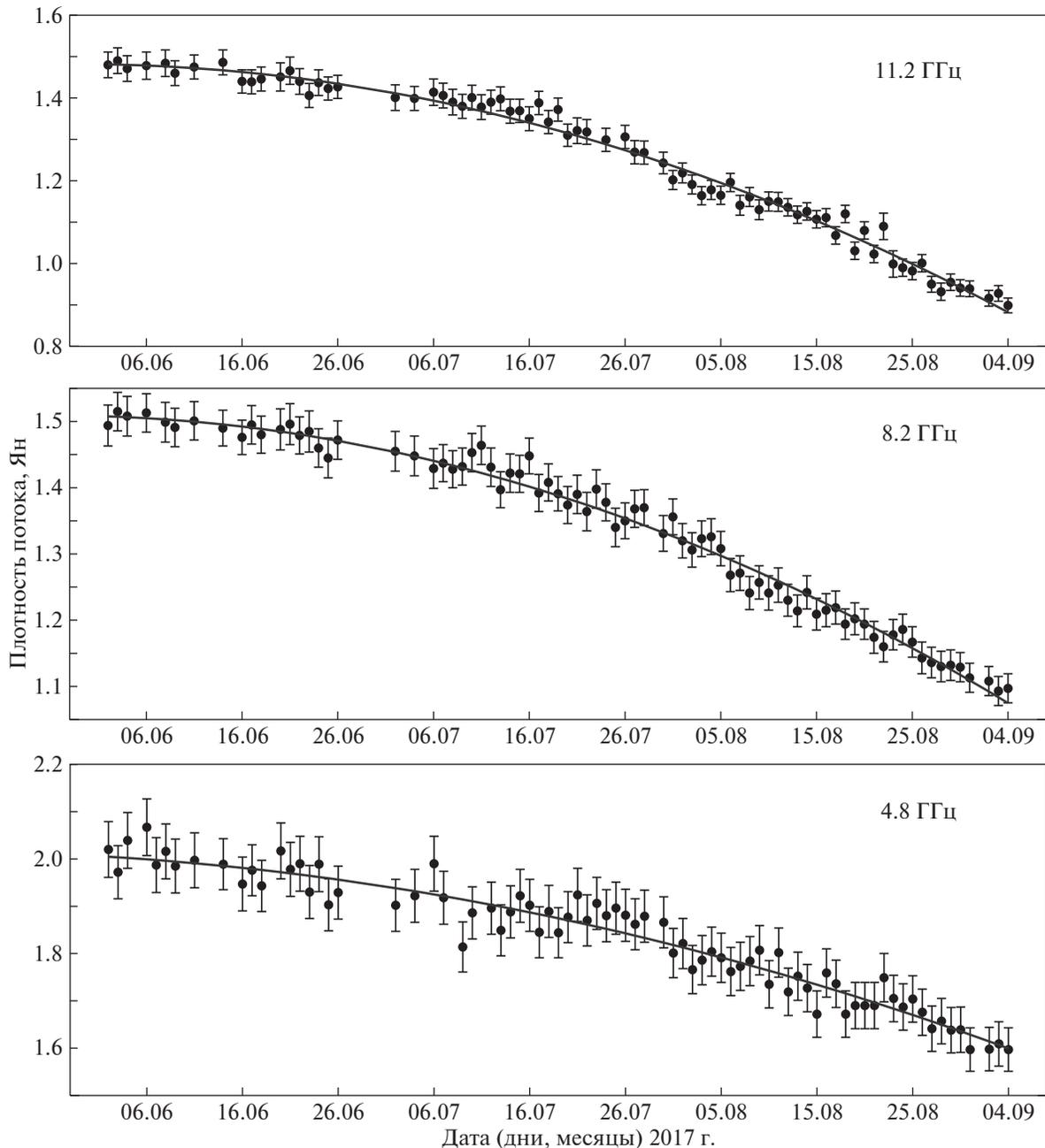


Рис. 5. Кривые блеска в длинном сете 2017 г. на частотах 11.7, 8.2 и 4.8 ГГц.

ласть. Последний спектр – 05.05.2019 – по-видимому, квазистационарное состояние источника.

Предыдущая вспышка объекта наблюдалась в 2009 г. [11]. В отличие от исследуемой вспышки спектр в максимуме вспышки 2009 г. в диапазоне 4.8–14.5 ГГц был практически плоским и имел большее характерное время восходящей ветви. Повторные вспышки после основной – обычное явление [5], но вспышки с максимумом на низких частотах не наблюдались.

3.2. Переменность day-to-day

В ряде работ исследовалась переменность на масштабах несколько дней. Переменность с временной шкалой около 4 дней обнаружена для источника J0238+1636 в октябре 1992 г. на антенне VLA на частотах 1.49, 4.86 и 8.44 ГГц [25]. За 20 дней наблюдений наблюдались две вспышки с максимальной амплитудой 0.4 Ян.

В наших наблюдениях на РАТАН-600 три сетя продолжительностью около трех месяцев каждый после вычитания долговременной переменности

Таблица 1. Внутрисуточная переменность J0238+1636 на частоте 4.84 ГГц

Дата	$\langle S \rangle$	ΔS	m	χ^2	$\chi^2(0.1\%)$	$N - 1$	S_{var}	τ	Observatory
06.12.2015	2.23	0.20	2.2	6.58	3.47	7	0.13	5.3	B + Z
07.12.2015	2.29	0.07	—	0.82	3.47	7	—	—	B + Z
10.01.2016	2.653	0.087	1.0	1.78	2.84	11	0.058	—	Z + B
17.01.2016	2.668	0.114	1.4	2.98	2.84	11	0.084	4.0	Z + B
24.01.2016	2.716	0.127	0.4	1.05	2.96	10	0.021	—	Z + B
31.01.2016	2.633	0.096	1.3	1.66	3.47	7	0.077	—	Z + B
07.02.2016	2.709	0.102	1.3	2.13	2.96	10	0.075	—	Z + B
18.03.2016	2.965	0.048	—	0.60	4.10	5	—	—	B
15.05.2016	3.108	0.062	0.7	1.73	4.10	5	0.041	—	B
19.06.2016	3.058	0.065	0.2	1.07	2.51	15	0.015	—	B + Z
26.06.2016	2.907	0.021	—	0.16	2.96	10	—	—	B + Z
13.08.2016	2.994	0.116	1.5	3.90	3.47	7	0.089	4.0	Z
14.08.2016	2.923	0.078	0.9	1.90	2.96	10	0.054	—	B + Z
20.08.2016	2.912	0.054	0.5	1.47	2.84	11	0.029	—	Z
21.08.2016	3.043	0.062	0.5	1.28	2.74	12	0.031	—	B + Z

не показали значимой переменности плотности потока в диапазоне от нескольких дней до нескольких месяцев ни на одной из пяти частот. Для реальных наблюдений χ^2 в 1.2–1.5 раза меньше теоретических значений для $N - 1$ сеансов, уровень значимости значительно меньше принятого 1%. На рис. 4, 5 приведены кривые блеска на частотах 4.8–11.2 ГГц в сетах 2016 и 2017 г. без вычитания долговременной кривой блеска, на рисунках видна только долговременная переменность. Ошибки ежедневных наблюдений на частотах 21.7 и 2.3 ГГц значительно выше, чем на приведенных кривых блеска, на этих частотах реальные χ^2 в 3–4 раза меньше вычисленных. На кривой блеска 2015 г. (рис. 2) после вычитания вспышки также не найдено значимой короткой переменности.

Пока не выявлено зависимости самого факта наличия или отсутствия значимой переменности day-to-day от вида или фазы активности на долговременной кривой блеска. Переменность от нескольких дней обнаруживается как во вспышках, так и в минимумах долговременных кривых блеска [26, 27].

3.3. Внутрисуточная переменность

Поиски IDV в данном объекте были предприняты еще в 1976 г. [28], но переменность не была обнаружена.

В наблюдениях WEBT 18 января 2004 г. на 100-м телескопе в Эффельсберге на частотах 4.9 и 10.5 ГГц IDV переменность зарегистрирована на уровне значимости 2–3% [8].

В оптическом диапазоне на 1.02-м оптическом телескопе (Китай) обнаружена внутрисуточная переменность в фильтре R , источник наблюдался 9 января, 10 января и 19 марта. Зарегистрировано изменение звездной величины за одну ночь в $\sim 1^m$ [29].

В 2015–2016 г. проведено 15 сеансов на частоте 4.84 ГГц и 13 на 8.57 ГГц. Результаты наблюдений источника J0238+1636 на частотах 4.84 и 8.57 ГГц представлены в табл. 1 и 2, где в столбцах 1–9 последовательно приведены дата наблюдений; средняя плотность потока за сутки в Ян (350 и более сканов); ошибка средней плотности потока за сутки; индекс модуляции в процентах; нормированные величины χ^2 для реальных наблюдений; теоретические $\chi^2(1\%)$ для уровня значимости 0.1% для числа степеней свободы из седьмой колонки; число степеней свободы; плотность потока переменного компонента в Ян; характерное время переменности τ в часах, полученное из анализа структурных функций. В последнем столбце указана обсерватория, где проведены наблюдения: B – Бадары, Z – Зеленчукская, B + Z – наблюдения проведены одновременно на двух обсерваториях.

На рис. 6 приведены примеры автокорреляционных функций на указанные даты. Характерные времена τ в сеансах с обнаруженной внутрисуточной переменностью получены из автокорреляционных функций по первому минимуму. Для кривой блеска на рис. 7з характерное время взято между минимумом и максимумом.

Таблица 2. Внутрисуточная переменность J0238+1636 на частоте 8.57 ГГц

Дата	$\langle S \rangle$	ΔS	m	χ^2	$\chi^2(0.1\%)$	$N - 1$	S_{var}	τ	Обсерватория
12.02.2016	3.055	0.054	—	0.85	4.10	5	—	—	Z
14.02.2016	3.186	0.063	—	0.93	4.62	4	—	—	Z
13.03.2016	3.042	0.095	1.4	3.65	2.96	10	0.084	4.4	B + Z
20.03.2016	3.352	0.023	—	0.15	4.10	5	—	—	B + Z
03.04.2016	3.254	0.201	3.3	10.31	2.96	10	0.199	4.0	B + Z
08.05.2016	2.986	0.098	1.1	1.83	2.27	20	0.064	4.1	B + Z
22.05.2016	2.864	0.024	—	0.14	2.66	13	—	—	B + Z
06.08.2016	2.841	0.075	0.4	1.15	2.51	15	0.025	—	B + Z
07.08.2016	2.980	0.053	—	0.89	5.42	3	—	—	B
12.11.2016	2.329	0.080	0.8	1.81	3.47	7	0.047	—	Z
13.11.2016	2.348	0.024	—	0.18	2.84	11	—	—	B
04.12.2016	2.190	0.023	—	0.24	3.10	9	—	—	B
09.07.2017	1.815	0.071	0.4	2.02	3.47	7	0.044	—	B + Z

В таблицы не включены данные с числом степеней свободы меньше 3 (т.е. меньше четырех часов наблюдения). Погодные условия и качество наблюдений не всегда позволяли провести скани-

рование источника в течение всего доступного для наблюдений времени.

На 4.84 ГГц с принятым уровнем значимости 0.1% переменность обнаружена в трех сеансах, на

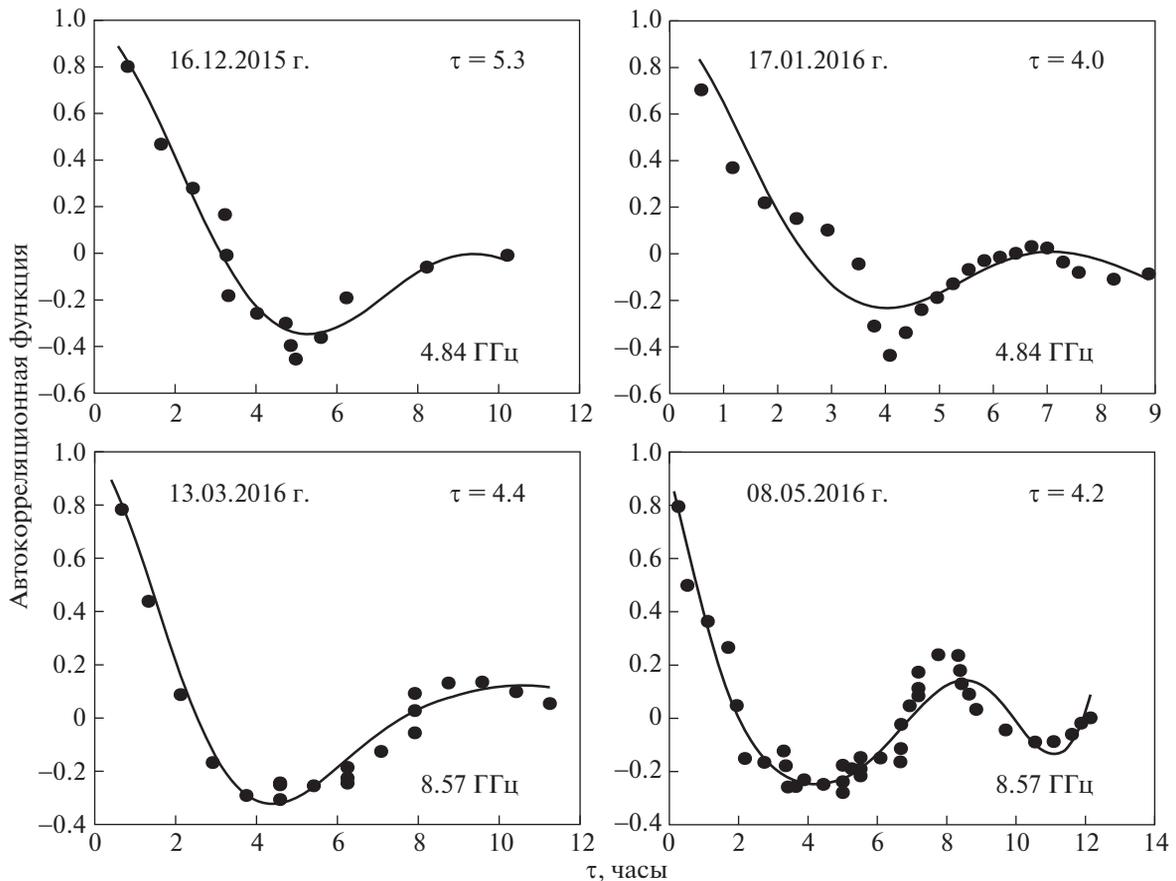


Рис. 6. Автокорреляционные функции для кривых блеска внутрисуточной переменности в указанные даты.

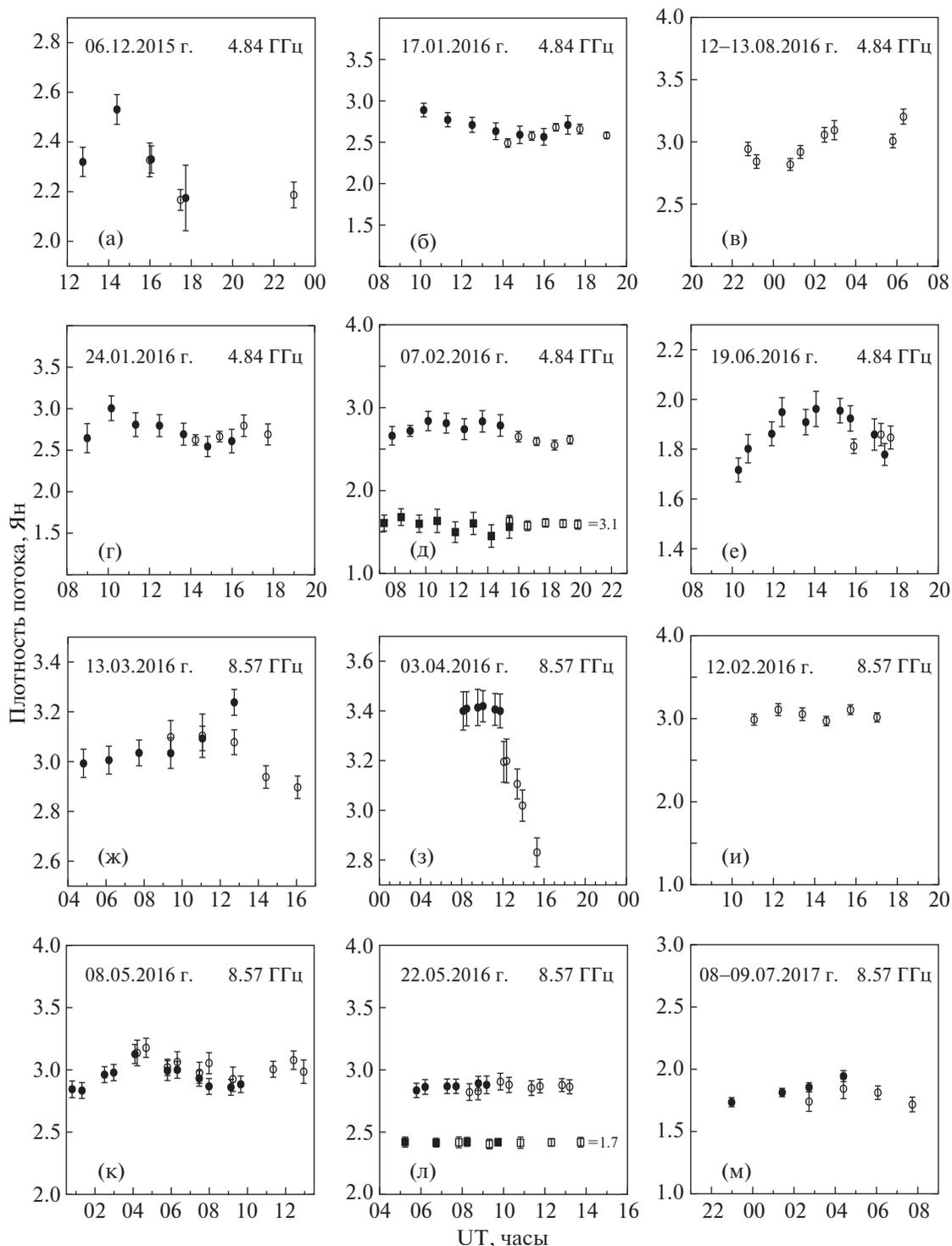


Рис. 7. Кривые блеска источника J0238+1636 на частотах 4.84 (а–е) и 8.57 ГГц (ж–м), полученные на обсерваториях Бадары (черные кружки) и Зеленчукская (светлые кружки). Каждая точка на графиках представляет собой усредненную за сет плотность потока. На фрагментах д, л, кроме кривых блеска IDV, показаны кривые блеска опорного источника на 4.85 и 8.57 ГГц (цифры справа – плотности потока).

8.57 ГГц в двух, и в одном – с близким уровнем значимости.

На рис. 7а–в приведены кривые блеска на частоте 4.84 ГГц с обнаруженной на принятом уров-

не значимости переменностью, на рис. 7г–е – кривые блеска на этой частоте с меньшим уровнем значимости, но хорошо заметной переменностью. На рис. 7д вместе с исследуемым источ-

ником показана кривая блеска опорного источника на 4.84 ГГц.

На рис. 7ж–к приведены кривые блеска на 8.57 ГГц с обнаруженной переменностью, на рис. 7л – кривые блеска исследуемого и опорного источников.

Характерное время переменности составляет 4–5 ч. Кривые блеска показывают один или два максимума, в одном случае (рис. 7з) зарегистрировано резкое падение плотности потока.

08.05.2016 самое большое время наблюдения, автокорреляционная функция по кривой блеска на 8.57 ГГц показывает два минимума, характер переменности квазипериодический, для остальных кривых блеска короткая продолжительность наблюдения не позволяет точно определить характер переменности по автокорреляционной функции.

Внутрисуточная переменность может присутствовать в один день и отсутствовать в следующие дни. Это означает, что время жизни переменного компонента с данным характерным временем заведомо меньше нескольких суток.

IDV обнаружена только в максимальной фазе долговременной кривой блеска. Это подтверждает наши предыдущие выводы об обнаружении IDV, в основном, в активных фазах долговременных кривых блеска [23, 27].

Большинство авторов считают, что наиболее вероятная модель внутрисуточной переменности – это рассеяние на неоднородностях межзвездной среды (см., напр., [30]). Если переменность вызвана процессами в самом источнике, то при характерном времени 4–6 ч вычисленная по формулам (2)–(4) яркостная температура превысит 10^{17} К. Такое превышение яркостной температуры над комптоновским пределом маловероятно.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

• В наблюдениях блазара J0238+1636 с 2014 по 2019 г. зарегистрирована высокочастотная вспышка с максимумом на частотах 21.7 ГГц 16.08.2015 г. На частоте 4.8 ГГц максимум наблюдался на 5–6 дней позже.

Временная шкала восходящей ветви первой вспышки $\tau_{\text{var}} \approx 6$ мес. Полученные параметры по восходящей ветви вспышки 2015 г. на 21.7 ГГц: $\tau_{\text{var}} = 0.5$ лет, линейный размер $R \leq 0.3$ пк, угловой размер $\theta \leq 0.05$ mas, яркостная температура $T_b \geq 2.6 \times 10^{13}$ К, Доплер-фактор $\delta \geq 3$. На частоте 8.2 ГГц яркостная температура $T_b \geq 1.6 \times 10^{14}$ К, Доплер-фактор $\delta \geq 5.5$.

На нисходящей ветви первой вспышки наблюдалась вторая вспышка, низкочастотная; на двух

низких частотах амплитуда второй вспышки превышает амплитуду первой, максимум наблюдался позже (09.2016 г.).

• Получены интегральные спектры блазара в разных фазах долговременной кривой блеска.

• В трех сетях ежедневных наблюдений в 2015, 2016 и 2017 г. длительностью около трех месяцев после вычитания долговременной переменности не обнаружена переменность day-to-day.

• С 2015 по 2017 г. проведено 16 сеансов на частоте 4.84 ГГц и 11 на 8.57 ГГц. На уровне значимости 0.1% IDV обнаружена в двух и трех сеансах соответственно. Характерные времена переменности составляют 4–5 ч.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа по внутрисуточной переменности проводилась при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (ГК 14.518.11.7054) с использованием оборудования центра коллективного пользования комплекса “Квазар-КВО” ИПА РАН.

Наблюдения на телескопе РАТАН-600 выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. M. Raiteri, M. Vilatta, H. D. Aller, M. F. Aller, et al., *Astron. and Astrophys.* **377**, 396 (2001).
2. C. M. Raiteri, M. Vilatta, M. A. Ibrahimov, V. M. Larionov, et al., *Astron. and Astrophys.* **438**, 39 (2005).
3. C. M. Raiteri, M. Vilatta, M. Kadler, M. A. Ibrahimov, et al., *Astron. and Astrophys.* **459**, 731 (2006).
4. C. M. Raiteri, M. Vilatta, V. M. Larionov, M. F. Aller, et al., *Astron. and Astrophys.* **480**, 339 (2008).
5. M. P. Veron-Cetty and P. Veron, *Astron. and Astrophys.* **518**, 10 (2010).
6. H. D. Aller, M. F. Aller, G. E. Latimer, and P. E. Hodge, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **202**, 1801 (2003).
7. H. Teräsranta, J. Achren, M. Hanski, J. Heikkilä, et al., *Astron. and Astrophys.* **427**, 769 (2004).
8. C. M. Raiteri, M. Villata, M. Kadler, M. A. Ibrahimov, et al., *Astron. and Astrophys.* **459**, 731 (2006).
9. В. А. Гаген-Торн, В. М. Ларионов, Д. А. Морозова, А. А. Архаров, Е. И. Гаген-Торн, Е. С. Шабловинская, М. С. Прокопьева, В. А. Яковлева, *Астрон. журн.* **95**, 114 (2018).
10. А. Е. Вольвач, М. Г. Ларионов, Л. Н. Вольвач, А. Лахтеенмаки, М. Торникоски, М. Ф. Аллер, Х. Д. Аллер, М. Сасада, *Астрон. журн.* **92**, 168 (2015).
11. S. Frey, L. I. Gurvits, H. D. Aller, M. F. Aller, and H. Hirabayashi, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **52**, 975 (2000).
12. A. M. Kutkin, I. N. Pashchenko, M. M. Lisakov, P. A. Voytsik, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 4994 (2018).
13. А. Г. Горшков, В. К. Конникова, М. Г. Мингалиев, *Астрон. журн.* **80**, 978 (2003).

14. А. Г. Горшков, В. К. Конникова, М. Г. Мингалиев, *Астрон. журн.* **77**, 188 (2000).
15. А. Г. Горшков, В. К. Конникова, М. Г. Мингалиев, *Астрон. журн.* **87**, 986 (2010).
16. Д. В. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Ипатова, В. В. Мардышкин, А. Г. Михайлов, М. А. Харинов, *Труды ИПА РАН* **12**, 93 (2005).
17. А. Г. Горшков, А. В. Ипатов, И. А. Ипатова, В. К. Конникова, В. В. Мардышкин, М. А. Харинов, А. Г. Михайлов, *Астрон. журн.* **86**, 428 (2009).
18. М. А. Харинов, А. Е. Яблокова, *Труды ИПА РАН* **24**, 342 (2012).
19. Д. В. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Ипатова, В. В. Мардышкин, А. Г. Михайлов, М. А. Харинов, *Труды ИПА РАН* **24**, 93 (2012).
20. G. A. Seielstad, T. J. Pearson, and A. C. S. Readhead, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **95**, 842 (1983).
21. O. V. Verkhodanov, S. A. Trushkin, H. Andernach, V. N. Chernenkov, *Bull. SAO* **58**, 118 (2005).
22. E. Valtaoja, A. Lähteenmäki, H. Teräsraanta, and M. Lainela, *Astrophys. J. Suppl.* **120**, 95 (1999).
23. А. Г. Горшков, А. В. Ипатов, И. А. Ипатова, В. К. Конникова, В. В. Мардышкин, М. Г. Мингалиев, М. А. Харинов, *Астрон. журн.* **95**, 193 (2018).
24. V. A. Hagen-Thorn, V. M. Larionov, S. G. Jorstad, A. A. Arkharov, E. I. Hagen-Thorn, N. V. Efimova, L. V. Larionova, and A. P. Marscher, **672**, 40 (2008).
25. A. Kraus, A. Quirrenbach, A. P. Lobanov, T. P. Krichbaum, et al., *Astron. and Astrophys.* **344**, 807 (1999).
26. А. Г. Горшков, А. В. Ипатов, И. А. Ипатова, В. К. Конникова, В. В. Мардышкин, М. Г. Мингалиев, М. А. Харинов, А. А. Евстигнеев, *Письма в Астрон. журн.* **42**, 560 (2016).
27. В. К. Конникова, М. А. Харинов, А. В. Ипатов, И. А. Ипатова, В. В. Мардышкин, М. Г. Мингалиев, *Астрон. журн.* **96**, 311 (2019).
28. J. M. MacLeod, B. H. Andrew, and G. A. Harvey, *Nature* **260**, 751 (1976).
29. A. C. Gupta, J. H. Fan, J. M. Bai, and S. J. Wagner, *Astron. J.* **135**, 1384 (2008).
30. J. Roland, S. Britzen, A. Witzel, and J. A. Zensus, *Astron and Astrophys.* **496**, 645 (2009).

УДК 523.985.3

МОДУЛИРОВАННЫЕ ВСПЫШКОЙ 3- И 5-МИНУТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ КАК СРЕДСТВО ЗОНДИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

© 2020 г. А. А. Челпанов^{1,*}, Н. И. Кобанов¹

¹ Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

* E-mail: chelpanov@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 09.08.2019 г.

После доработки 22.11.2019 г.

Принята к публикации 22.11.2019 г.

Мы применяем новый подход для измерения временных задержек магнитогидродинамических волн, распространяющихся в солнечной атмосфере. Малая вспышка в факельной области послужила модулятором уже существующих в хромосфере 3- и 5-минутных колебаний. Амплитуда этих колебаний увеличилась в несколько раз, что сделало возможным легко фиксировать образовавшийся волновой цуг при его распространении вверх через слои солнечной атмосферы. Такой кратковременный и хорошо выраженный волновой цуг служит удобным инструментом для определения скорости распространяющихся магнитогидродинамических волн, поскольку он позволяет избежать неопределенностей в измерении фазового сдвига, которые возникают в обычных условиях. Преимущество использования амплитудной модуляции от малой вспышки состоит в том, что это дает возможность исследовать атмосферу Солнца в условиях, приближенных к условиям в невозмущенной атмосфере.

DOI: 10.31857/S0004629920030020

1. ВВЕДЕНИЕ

Один из способов измерить или оценить характеристики отдельных магнитогидродинамических (МГД) волн, распространяющихся вверх и вниз, заключается в сравнении колебаний в сигналах, измеренных на разных высотах солнечной атмосферы. Суть метода, который уже давно известен и достаточно широко используется [1–4], состоит в том, что сигналы, вызванные излучением, формирующимся на разных высотах, сравниваются между собой по фазе для определения временной задержки. Расстояние между уровнями формирования линий делится на полученную задержку, и таким образом однозначно вычисляется скорость распространения волны. Знак задержки указывает на направление распространения. Обычно перед таким сравнением проводится узкополосная фильтрация исходных сырых сигналов в интересующем частотном диапазоне [5–8]. Далее, исходя из измеренной скорости, можно анализировать, например, какие моды магнитогидродинамических волн наблюдаются в анализируемом участке атмосферы Солнца и делать выводы о физических условиях, существующих там.

Ранее проблемы измерения фазовых разностей, в том числе измерения амплитудных изменений с высотой обсуждались в работах [9, 10].

Однако при анализе данных часто возникают вопросы, связанные с неопределенностью фазового сдвига. Такие вопросы может помочь разрешить диагностика, основанная на наблюдениях реакции колебаний на небольшие вспышки.

В случаях мощных вспышек — а именно такие вспышки исследуются в подавляющем большинстве работ, посвященных наблюдениям вспышек — пересоединение магнитных линий происходит в верхних слоях солнечной атмосферы, и после этого эффект от вспышки распространяется как в верхние, так и в нижние слои в виде излучения, МГД волн и потоков частиц. Практически во всех работах, посвященных волнам, распространяющимся во вспышечных событиях, изучается распространение волн сверху вниз в среде, радикально возмущенной мощной вспышкой. Но здесь мы предлагаем несколько другой подход, дополняющий и расширяющий возможности волновой диагностики.

Малые вспышки происходят значительно чаще и не вызывают резких и длительных изменений физических условий среды. Тем не менее они сопровождаются четко выраженной во времени амплитудной модуляцией амплитуды колебаний, уже существующих в нижних слоях [11]. Последнее свойство можно использовать при изучении

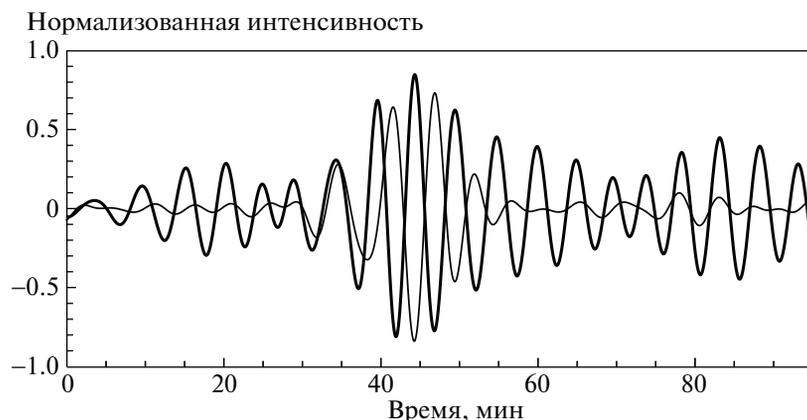


Рис. 1. Пример из наблюдений факела. Фильтрованные сигналы в линиях Si I 10827 Å и He I 10830 Å, записанных в одной пространственной точке. Разность фаз двух колебаний в цуге близка к половине периода.

распространения колебаний из нижних слоев атмосферы в переходную зону и корону.

2. ИНСТРУМЕНТЫ И ДАННЫЕ

Наблюдательный материал был получен на Автоматизированном солнечном телескопе Саянской солнечной обсерватории [12]. Обсерватория расположена на высоте 2000 м над уровнем моря. Диаметр главного зеркала составляет 90 см, фокусное расстояние — 20 м. Фотоэлектронная гидрирующая система компенсирует вращение Солнца и стабилизирует наблюдаемый объект с точностью до одной угловой секунды. Разрешающая способность инструмента ограничивается атмосферными условиями и близка к одной угловой секунде.

Спектральные наблюдения проводились одновременно в трех линиях: Si I 10827 Å (фотосфера), He I 10830 Å и H α (хромосфера). Длина щели соответствует 60" на поверхности Солнца. Спектральное разрешение составляет от 5 до 16 mÅ для различных линий. В анализе использовались полученные из спектральных данных сигналы интенсивности и сигналы лучевой скорости, полученные с использованием методов, описанных в статьях [12, 13].

Кроме данных, полученных на наземном телескопе, мы использовали данные космической обсерватории Solar Dynamics Observatory (SDO) [14, 15]. Обсерватория предоставляет полнодисковые изображения Солнца в нескольких спектральных каналах, получаемые с высокой частотой — от 12 до 45 с для разных каналов.

Также использовались сигналы рентгеновского излучения спутникового инструмента Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager

(RHESSI) [16]. Кроме этого, по данным RHESSI было определено время начала вспышки.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ДИСКУССИЯ

В реальных данных сигналы часто показывают чередующиеся умеренные ослабления и усиления амплитуды — т.н. цуги. Один цуг обычно охватывает несколько периодов колебаний. Однако, когда дело доходит до анализа реальных данных, часто возникают проблемы в точном определении сдвига фазы колебаний между разными сигналами. Фаза может меняться как от цуга к цугу, так и внутри одного цуга; цуги могут не соответствовать друг другу в двух сигналах или быть очень плохо выраженными. И, кроме этого, в таких ситуациях часто возникает важный вопрос, на который, тем не менее, необходимо дать ответ для решения задачи: сколько целых периодов лежит в реальной разности фаз анализируемых сигналов?

Например, по сигналам на рис. 1 сложно сказать, как именно нужно измерять задержку. Разность фаз между сигналами составляет примерно половину периода. Значит ли это, что первый сигнал отстает от второго на половину периода? Или второй отстает от первого? Это можно оценить, если принять условие, что сигналы распространяются от нижних слоев к верхним, но на деле это не всегда так. Такие обратные случаи зафиксированы в достаточно большом количестве исследований [8, 17, 18]. Или может быть между сигналами вообще полтора периода? Это сложно оценить при достаточно слабо выраженной цуговой структуре.

Проводя спектральные наблюдения в факелах, мы наблюдали небольшую вспышку. Вспышка произошла в беспятенной факельной области NOAA 11573 21 сентября 2012 года в 02:19 UT.

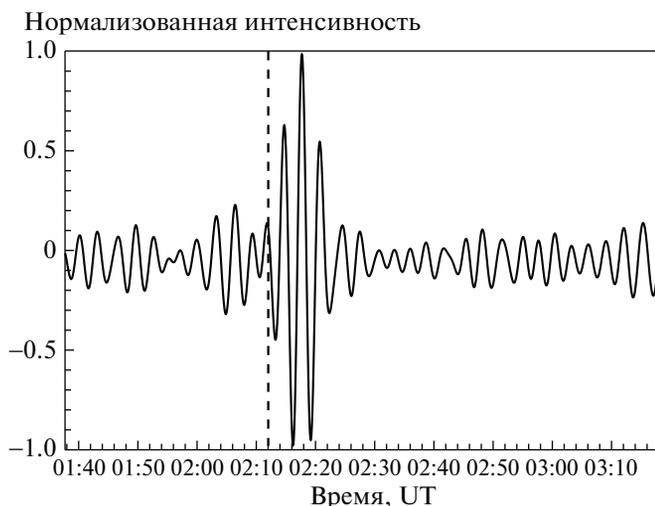


Рис. 2. Фильтрованный в частотном диапазоне 5.1–5.9 мГц (трехминутные колебания) сигнал лучевой скорости в линии He I 10830 Å в месте возникновения вспышки.

Класс мощности вспышки не превышал В2. Во время вспышки активная область располагалась недалеко от центрального меридиана (координаты на диске N19°E13°). Полное подробное описание вспышки содержится в работе [19]. В работе [20] мы описали колебания, сопровождающие эту вспышку. При анализе колебаний, наблюдавшихся во время и сразу после вспышки, были обнаружены значимые колебания на всех исследуемых уровнях солнечной атмосферы, от короны до верхней хромосферы. Кроме этого, наблюдалось значительное единовременное усиление колебаний в диапазонах трех- и пятиминутных колебаний. Пик мощности колебаний в нижних слоях приходился на фазу спада вспышки.

Такая амплитудная модуляция небольшой непродолжительной вспышкой дает удобную возможность, чтоб преодолеть трудности, связанные с неопределенностью фазового сдвига между сигналами, потому что в таких случаях цуг, во-первых, достаточно кратковременный, у него хорошо прослеживаются начало и окончание, и за это время разность фаз между сигналами не успевает значительно измениться; во-вторых, цуг очень хорошо выражен из-за значительного усиления амплитуды колебаний над общим фоном [11]. Действительно на рис. 2 показаны хромосферные трехминутные колебания в месте вспышки, отфильтрованные из сигнала линии He I 10830 Å. Видно, что до вспышки колебания существуют в своем обычном режиме, а в результате вспышки образовывается цуг с амплитудами, увеличенными примерно в пять раз по сравнению с пред-

вспышечными значениями, затем снова восстанавливается нормальный режим колебаний.

На рис. 3 на левой панели показаны сигналы интенсивности излучения после узкополосной фильтрации в диапазоне двухминутных периодов. Графики расположены в порядке уменьшения высоты формирования сигналов в солнечной атмосфере. Вертикальной линией показано время начала вспышки, определенное по рентгеновскому излучению в диапазоне 6–12 кэВ.

Видно, что по мере уменьшения высоты от точки возникновения вспышки к хромосфере цуг двухминутных колебаний проявляется все позже, а значит, эти колебания распространяются сверху вниз — от места первого возникновения вспышки к нижним слоям атмосферы.

Однако если посмотреть на колебания интенсивности с более длинными периодами — 3 мин и 5 мин, то будет наблюдаться противоположная картина — колебания распространяются вверх (рис. 3, центральная и правая панели). В случае пятиминутных колебаний в анализ включена фотосферная линия Si I 10827 Å. Двух- и трехминутные колебания плохо проявляются в этой линии; возможно, это следствие того, что они нетипичны для фотосферы факелов.

Наиболее четко цуговая структура сигнала выражена в каналах 304 Å и 171 Å; по сигналам этих каналов определялись начало и конец цуга. За первый период колебаний в цуге принимался период, в котором размах амплитуды “peak-to-peak” превышает не менее чем в три раза аналогичный параметр в предшествующем периоде. Этот же критерий использовался для определения конца цуга по отношению к последующему сигналу. За-

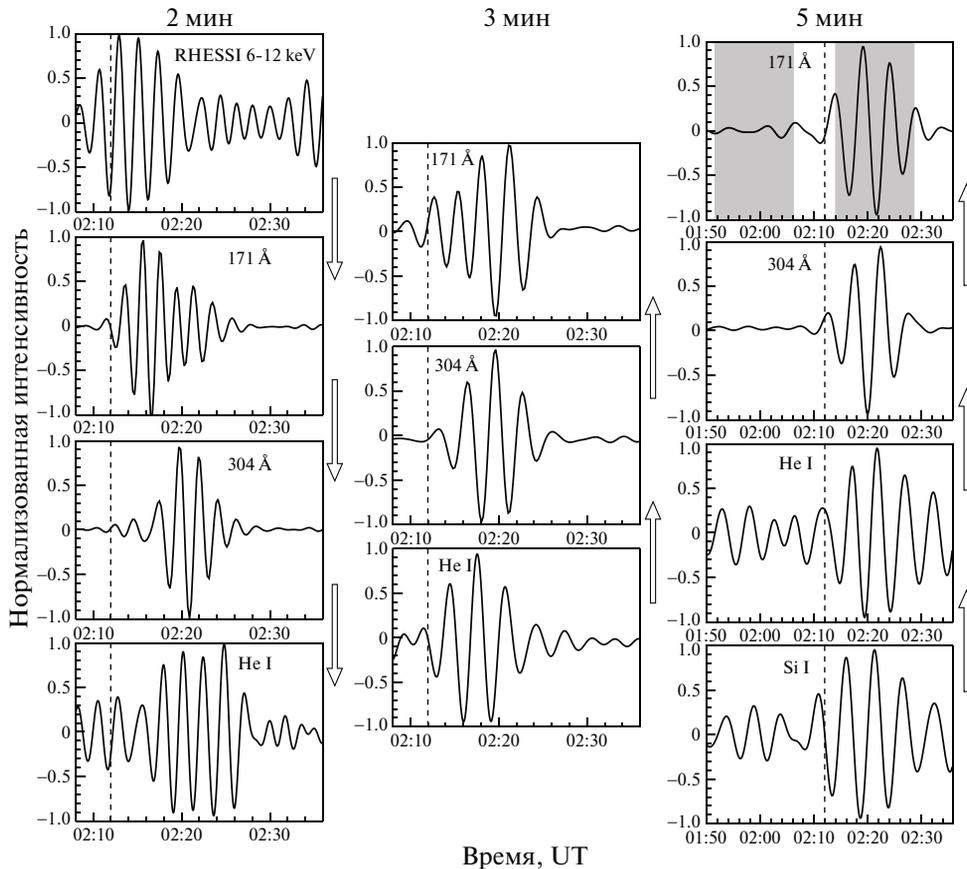


Рис. 3. Фильтрованные 2-, 3- и 5-минутные колебания в сигналах интенсивности в месте возникновения вспышки в линии He I 10830 Å, над которым распространялись колебания. Вертикальная пунктирная линия показывает время начала вспышки по данным рентгеновского излучения в диапазоне 6–12 кэВ. Рисунок наглядно показывает, в каких случаях колебания распространяются вверх или вниз.

тем характерные детали, связанные с началом цуга, определялись в начале сигналов Si I и He I, при этом рассматривалось такое же число периодов, как в каналах 304 Å и 171 Å.

Согласно рис. 3 трехминутные колебания максимально усилились в канале 304 Å на 125 с позже, чем в линии He I 10830 Å, а в канале 171 Å – на 105 с позже, чем в канале 304 Å. Заметим, что изменение формы цуга трехминутных колебаний в канале 171 Å на средней панели рис. 3, возможно, связано с вкладом близких по периодам двухминутных колебаний, распространяющихся сверху.

Процесс усиления трех- и пятиминутных колебаний в хромосфере начинается немного позже, чем происходит вспышка, в то время, как двухминутные колебания в верхних слоях появляются уже вместе с началом вспышки. Таким образом, можно сделать вывод, что вспышка является генератором двухминутных колебаний в короне и модулятором 3- и 5-минутных колебаний интенсивности в хромосфере [11]. Когда возмущение от вспышки достигает нижних слоев, там

продолжаются колебания с типичными для нижних слоев частотами, а возмущение служит толчком, который усиливает эти собственные колебания. Можно усмотреть грубую аналогию с ударом по натянутой струне, который заставляет ее громче звучать на собственной частоте, вне зависимости от того, какую форму принял удар, и какие частоты в нем содержались. Далее это усиленное колебание легко отследить по мере распространения его вверх через солнечную атмосферу.

Такой вывод подтверждается и временем возникновения цугов: вместе со вспышкой возникает и начинает распространяться вниз цуг двухминутных колебаний, которые в обычных условиях несвойственны для атмосферы факелов. И только после того, как влияние вспышки достигает нижних слоев, в них формируются резко усиленные цуги трехминутных и пятиминутных колебаний. Эти колебания практически всегда существуют в атмосфере факелов, но имеют заметно меньшую амплитуду. Предлагаемый подход можно приме-

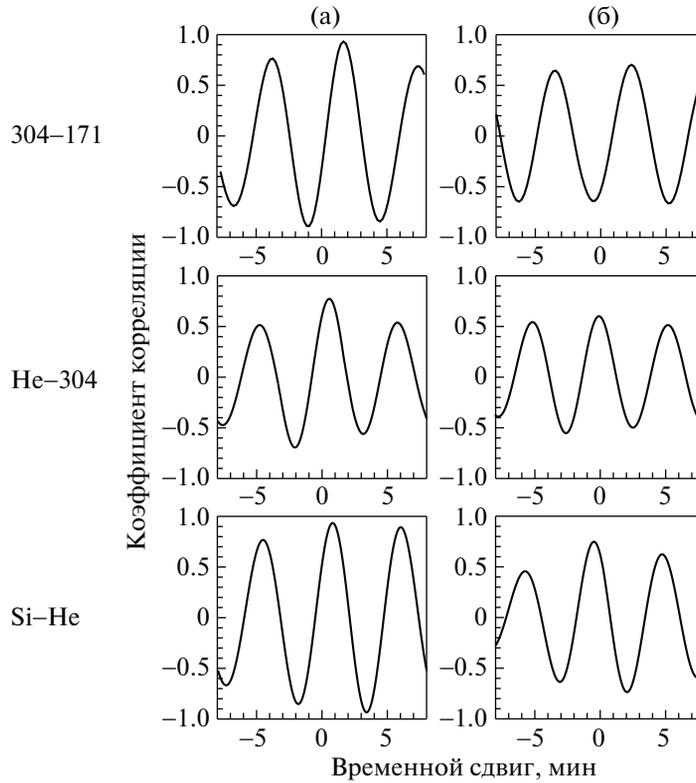


Рис. 4. Кривые взаимной корреляции пар сигналов а) соответствующих времени цуга; б) для аналогичных по продолжительности отрезков сигналов, предшествующим появлению цуга. Используемые временные отрезки отмечены на рис. 3 серым фоном.

нять для измерения фазовой скорости распространяющихся вверх колебаний.

В табл. 1 приведены результаты прямых измерений фазового сдвига для пятиминутных коле-

Таблица 1. Задержки в распространении пятиминутных колебаний в цуге и их средние значения для трех пар высот. Задержки рассчитаны по положению нулевых значений сигналов на оси времени. В скобках указаны аналогичные значения, рассчитанные по положению экстремумов сигналов

Si I/He I	He I/304 Å	304 Å/171 Å
Δt , с	Δt , с	Δt , с
88 (84)	14 (19)	96 (96)
60 (68)	32 (35)	104 (108)
42 (42)	39 (45)	110 (106)
25 (28)	53 (55)	107 (106)
29 (26)	54 (53)	96 (88)
$\overline{\Delta t} = 49 \pm 25$ (50 ± 25)	$\overline{\Delta t} = 38 \pm 16$ (41 ± 15)	$\overline{\Delta t} = 103 \pm 6$ (101 ± 8)

баний на протяжении цуга. Для определения этого сдвига у сигналов сравнивались значения времени, в которые кривые пересекают нулевой уровень. В скобках добавлены аналогичные значения, измеренные по положению экстремумов сигналов. Средние значения для пар сигналов Si I–He I, He I–304 Å и 304 Å–171 Å составляют 49 ± 25 с, 38 ± 16 с и 103 ± 6 с соответственно. Большой разброс значений в двух первых парах обусловлен тем, что в фотосферном и хромосферном сигналах период менялся на протяжении цуга. Подобная ситуация ранее была отмечена в работах [11, 21].

На рис. 4а показаны кривые взаимной корреляции для цуга в трех парах сигналов. В табл. 2

Таблица 2. Задержки в распространении пятиминутных колебаний Δt в цуге, рассчитанные по максимальному коэффициенту корреляции c_{\max}

Si I/He I	He I/304 Å	304 Å/171 Å
$\Delta t = 49 \pm 7$	$\Delta t = 34 \pm 6$	$\Delta t = 100 \pm 4$
$c_{\max} = 0.93$	$c_{\max} = 0.78$	$c_{\max} = 0.94$

приведены значения временных сдвигов, для которых достигается максимальное значение коэффициента корреляции. Для расчета ошибок корреляционного анализа применялась кросс-корреляция пар симулированных сигналов, состоящих из исходных сигналов с добавлением случайной шумовой компоненты. Оценки сдвигов, полученные с помощью корреляционного анализа, мало отличаются от оценок, полученных путем прямого сравнения кривых.

Для сравнения на рис. 4б приведены кривые взаимной корреляции для сигналов этих же каналов за такой же по продолжительности период времени, предшествующий цугу. В этом случае коэффициент корреляции достигает заметно меньших значений, чем для цуга; для верхних слоев пики корреляции практически равны по высоте, что затрудняет адекватную оценку сдвига, а для пары фотосфера хромосфера наибольшая корреляция достигается при отрицательном сдвиге по времени. Из-за значительных отличий в форме сигналов и непостоянства периода эти сигналы невозможно сравнивать между собой для прямой оценки фазового сдвига.

4. ВЫВОДЫ

В работе на примере анализа колебаний, сопровождающих вспышку с мощностью B2, описан новый подход к измерению запаздывания при распространении магнитогидродинамических волн в вертикальном направлении с использованием возмущения, возникающего в солнечной атмосфере после небольшой вспышки. Малая вспышка служит модулятором постоянно существующих в хромосфере трех- и пятиминутных колебаний, увеличивая амплитуду этих колебаний в несколько раз. Образовавшийся волновой цуг уверенно прослеживается при его распространении в верхние слои солнечной атмосферы. Это позволяет избежать неопределенностей при измерении фазовых сдвигов сигналов в переходной зоне и короне, которые возникают в обычных условиях. При этом солнечная атмосфера не претерпевает существенных изменений, какие, например, наблюдаются в результате вспышек высоких спектральных классов. Таким образом, по мнению авторов, метод может быть полезен для исследования свойств атмосферы Солнца в состоянии, максимально приближенном к невозмущенному.

Еще одно преимущество этого метода заключается в том, что использующиеся в нем небольшие вспышки намного более распространены, чем крупные вспышки. Это представляет более

широкие возможности для исследования волн в атмосфере различных объектов при различных условиях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-70076 и в рамках базового Проекта П.16.3.2 ИСЗФ СО РАН.

БЛАГОДАРНОСТИ

Спектральные данные были получены на оборудовании Центра коллективного пользования ИСЗФ СО РАН “Ангара”. Мы благодарны научным группам NASA/SDO и RHESSI за предоставленные данные. Мы выражаем благодарность анонимному рецензенту и редакции за полезные замечания, которые помогли усовершенствовать статью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R. G. Giovanelli, J. W. Harvey, and W. C. Livingston*, *Solar Phys.* **58**, 347 (1978).
2. *M. von Uexküll, F. Kneer, and W. Mattig*, *Astron. and Astrophys.* **123**, 263 (1983).
3. *B. W. Lites*, *Astrophys. J.* **277**, 874 (1984).
4. *B. W. Lites and J. H. Thomas*, *Astrophys. J.* **294**, 682 (1985).
5. *N. I. Kobanov, D. Y. Kolobov, and D. V. Makarchik*, *Solar Phys.* **238**, 231 (2006).
6. *R. Centeno, M. Collados, and J. Trujillo Bueno*, **692**, 1211 (2009), 0810.3613.
7. *N. I. Kobanov and V. A. Pulyaev*, *Solar Phys.* **268**, 329 (2011), 1110.1444.
8. *N. Kobanov, D. Kolobov, A. Kustov, S. Chupin, and A. Chelpanov*, *Solar Phys.* **284**, 379 (2013), 1302.5164.
9. *G. B. Gelfreikh, Y. T. Tsap, Y. G. Kopylova, T. B. Goldvarg, Y. A. Nagovitsyn, and L. I. Tsvetkov*, *Astronomy Letters* **30**, 489 (2004).
10. *Y. T. Tsap, A. V. Stepanov, and Y. G. Kopylova*, *Solar Phys.* **291**, 3349 (2016).
11. *A. A. Chelpanov and N. I. Kobanov*, *Solar Phys.* **293**, 157 (2018), 1810.10153.
12. *N. I. Kobanov*, *Instruments and Experimental Techniques* **44**, 524 (2001).
13. *J. Rayrole*, *Annales d’Astrophysique* **30**, 257 (1967).
14. *J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin, P. F. Boerner, C. Chou, J. F. Drake, D. W. Duncan, C. G. Edwards*,

- F. M. Friedlaender, G. F. Heyman, et al.*, *Solar Phys.* **275**, 17 (2012).
15. *P. H. Scherrer, J. Schou, R. I. Bush, A. G. Kosovichev, R. S. Bogart, J. T. Hoeksema, Y. Liu, T. L. Duvall, J. Zhao, A. M. Title, et al.*, *Solar Phys.* **275**, 207 (2012).
16. *R. P. Lin, B. R. Dennis, G. J. Hurford, D. M. Smith, A. Zehnder, P. R. Harvey, D. W. Curtis, D. Pankow, P. Turin, M. Bester, et al.*, *Solar Phys.* **210**, 3 (2002).
17. *V. M. Nakariakov, E. Verwichte, D. Berghmans, and E. Robbrecht*, *Astron. and Astrophys.* **362**, 1151 (2000).
18. *E. O'Shea, K. Muglach, and B. Fleck*, *Astron. and Astrophys.* **387**, 642 (2002).
19. *N. Kobanov, A. Chelpanov, and V. Pulyaev*, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **173**, 50 (2018), 1712.10117.
20. *N. I. Kobanov and A. A. Chelpanov*, *Solar Phys.* **294**, 58 (2019), 1904.11142.
21. *H. Kwak, J. Chae, D. Song, Y.-H. Kim, E.-K. Lim, and M. S. Madjarska*, *Astrophys. J. Lett.* **821**, L30 (2016), 1604.02252.

УДК 521.1

НОРМА СМЕЩЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ НЕБЕСНОГО ТЕЛА В ОДНОЙ ЗАДАЧЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ

© 2020 г. К. В. Холшевников^{1, 2, *}, Н. Батмунх^{3, **}, К. И. Оськина^{1, ***}, В. Б. Титов^{1, ****}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

² Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

³ Институт астрономии и геофизики Монгольской Академии наук, Улан-Батор, Монголия

* e-mail: kvk@astro.spbu.ru

** e-mail: monastro@yandex.ru

*** e-mail: zegzithsa@gmail.com

**** e-mail: tit@astro.spbu.ru

Поступила в редакцию 29.10.2019 г.

После доработки 22.11.2019 г.

Принята к публикации 22.11.2019 г.

Широко применяющийся в небесной механике метод осреднения вводит среднюю орбиту, слабо отклоняющуюся от оскулирующей при условии малости возмущающих сил. Разность $\delta\mathbf{r}$ положений небесного тела на средней и оскулирующей орбите является квази-периодической функцией времени. Представляет интерес оценка нормы уклонения $\|\delta\mathbf{r}\|$. Ранее мы получили точное выражение среднеквадратической нормы для одной задачи небесной механики: точка нулевой массы движется под действием притяжения к центральному телу и малого возмущающего ускорения \mathbf{F} ; вектор \mathbf{F} постоянен в сопутствующей системе отсчета с осями, направленными по радиусу-вектору, трансверсали и вектору площадей. Здесь мы решили аналогичную задачу, предполагая вектор \mathbf{F} постоянным в системе отсчета с осями, направленными по касательной, главной нормали и вектору площадей. Оказалось, что $\|\delta\mathbf{r}\|^2$ пропорциональна a^6 , где a — большая полуось. Величина $\|\delta\mathbf{r}\|^2 a^{-6}$ является взвешенной суммой квадратов компонент \mathbf{F} . Коэффициенты квадратичной формы зависят лишь от эксцентриситета и представлены рядом Маклорена по четным степеням e , сходящимся, по крайней мере, при $e < 1$. Вычислены коэффициенты рядов до e^4 включительно, так что поправочные члены имеют порядок e^6 .

DOI: 10.31857/S0004629920040039

1. ВВЕДЕНИЕ

В методе осреднения важную роль играет переход от оскулирующих элементов к средним [1–5]. Оценка норм их разностей обычно не представляет труда, но и не представляет сколько-нибудь значительного интереса. В самом деле, нас интересуют отклонения не элементов, а координат и/или скоростей. Формулы для нормы разностей координат, выраженных через разности элементов, приведены в [6]. Там же они применены к задаче о движении с возмущающим ускорением, постоянным в системе отсчета \mathbb{O}_1 , связанной с радиусом-вектором.

Здесь мы выведем аналогичные формулы в задаче о движении с возмущающим ускорением \mathbf{F} , постоянным в системе отсчета \mathbb{O}_2 , связанной с вектором скорости. В этой системе ось x направлена по вектору скорости частицы, ось y — по

главной нормали к оскулирующей орбите, ось z — по бинормали. Компоненты \mathbf{F} обозначим через $\kappa^2\mathfrak{T}$, $\kappa^2\mathfrak{N}$, $\kappa^2\mathfrak{W}$, где κ^2 — гравитационный параметр. Постоянные \mathfrak{T} , \mathfrak{N} , \mathfrak{W} имеют размерность длины в степени -2 . Умноженные на a^2 , они предполагаются малыми первого порядка. Величинами второго порядка малости мы пренебрегаем.

2. РАЗНОСТИ ОСКУЛИРУЮЩИХ И СРЕДНИХ ЭЛЕМЕНТОВ И КООРДИНАТ

Ограничиваясь первым порядком, заменим разности координат $\delta\mathbf{r}$ и элементов $\delta\epsilon_k$ дифференциалами. С такой точностью они приведены в [6]:

$$(\delta\mathbf{r})^2 = \delta r^2 + r^2(\delta u + c\delta\Omega)^2 + r^2(\sin u\delta i - s \cos u\delta\Omega)^2. \quad (1)$$

Здесь и ниже в качестве элементов ϵ_k выбраны $a, e, i, \Omega, g, M, \theta, E, u$ – большая полуось, эксцентриситет, наклон, долгота восходящего узла, аргумент перицентра, средняя, истинная и эксцентрическая аномалии, аргумент широты соответственно; $c = \cos i, s = \sin i, \eta = \sqrt{1 - e^2}$. Независимы первые 6 элементов.

Выразим первые два слагаемых справа в (1) через приращения независимых элементов [6]:

$$\delta r = \frac{r}{a} \delta a + \frac{a^2}{r} (e - \cos E) \delta e + \frac{a^2 e \sin E}{r} \delta M, \quad (2)$$

$$r(\delta u + c \delta \Omega) = \frac{a^2 \sin E}{r \eta} (2 - e^2 - e \cos E) \delta e + r(\delta g + c \delta \Omega) + \frac{a^2 \eta}{r} \delta M. \quad (3)$$

Что касается третьего слагаемого справа в (1), то оно совпадает с найденным в [6]:

$$r(\sin u \delta i - \sin i \cos u \delta \Omega) = a^3 \Phi_1(e, E) W, \quad (4)$$

где

$$\Phi_1 = \frac{1}{4} (4 - 3e^2 - 3e \cos E + 2e^2 \cos 2E).$$

Приращения других элементов представлены в [7] в виде сложных функций от эксцентриситета и в виде рядов по степеням эксцентриситета. Коэффициенты рядов приведены до пятой степени включительно. Здесь мы остановимся на представлении в виде ряда с той же точностью. Разложения для $\delta a, \delta e$ начинаются с e^0 , тогда как для $\delta g + c \delta \Omega$ и δM – с e^{-1} . Однако отрицательные степени эксцентриситета в сумме двух последних слагаемых (3) сокращаются, и результат представляет собой ряд Маклорена по степеням e . Для коэффициента при $\delta g + c \delta \Omega$ имеем точное выражение $r = a(1 - e \cos E)$. А в коэффициенте при δM необходимо сохранить члены до e^6 :

$$\begin{aligned} \frac{a}{r} \eta = & 1 + \left(e + \frac{1}{4} e^3 + \frac{1}{8} e^5 \right) \cos E + \\ & + \left(\frac{1}{2} e^2 + \frac{1}{4} e^4 + \frac{5}{32} e^6 \right) \cos 2E + \\ & + \left(\frac{1}{4} e^3 + \frac{3}{16} e^5 \right) \cos 3E + \left(\frac{1}{8} e^4 + \frac{1}{8} e^6 \right) \cos 4E + \\ & + \frac{1}{16} e^5 \cos 5E + \frac{1}{32} e^6 \cos 6E. \end{aligned}$$

Опираясь на структуру рядов для приращений элементов [7] и соотношения (2), (3), получим

$$\begin{aligned} \delta r = & a^3 [\Phi_2(e, E) \mathfrak{X} + \Phi_3(e, E) \mathfrak{Y}], \\ r(\delta u + c \delta \Omega) = & a^3 [\Phi_5(e, E) \mathfrak{X} + \Phi_4(e, E) \mathfrak{Y}], \quad (5) \end{aligned}$$

где функции Φ_n ($n = 1, \dots, 5$) обладают свойствами

$$\begin{aligned} \Phi_n(e, -E) &= (-1)^{n-1} \Phi_n(e, E), \\ \Phi_n(-e, E + \pi) &= \Phi_n(e, E). \end{aligned} \quad (6)$$

Поэтому их ряды Фурье имеют вид

$$\Phi_n = \begin{cases} \sum_{k=1}^{\infty} a_{nk}(e) \sin kE, & \text{если } n \text{ четно,} \\ \sum_{k=0}^{\infty} a_{nk}(e) \cos kE, & \text{если } n \text{ нечетно.} \end{cases}$$

Функции $a_{nk}(e)$ представлены рядами Маклорена с рациональными коэффициентами и содержат только степени e , четность которых совпадает с четностью k . Нетрудно показать также, что ряд Маклорена для $a_{nk}(e)$ начинается с члена порядка e^{k-2} , так что при сохранении членов до определенной степени эксцентриситета в рядах Фурье остается лишь конечное число слагаемых.

Средствами компьютерной алгебры получим значения a_{nk} с точностью до e^5 :

$$\begin{aligned} a_{10} &= 1 - \frac{3}{4} e^2, & a_{11} &= -\frac{3}{4} e, & a_{12} &= \frac{e^2}{2}; \\ a_{21} &= \frac{11}{2} e + \frac{155}{96} e^3 + \frac{403}{384} e^5, \\ a_{22} &= \frac{8}{3} e^2 + \frac{331}{192} e^4, \\ a_{23} &= \frac{31}{24} e^3 + \frac{11387}{10240} e^5, \\ a_{24} &= \frac{1297}{1920} e^4, & a_{25} &= \frac{10199}{30720} e^5; \\ a_{30} &= -1 + \frac{1}{4} e^2 + \frac{25}{64} e^4, & a_{31} &= \frac{3}{16} e^3 + \frac{83}{384} e^5, \\ a_{32} &= -\frac{1}{4} e^2 - \frac{19}{192} e^4, & a_{33} &= -\frac{7}{32} e^3 - \frac{19}{160} e^5, \\ a_{34} &= -\frac{11}{120} e^4, & a_{35} &= -\frac{97}{1920} e^5; \\ a_{41} &= e + \frac{1}{2} e^3 - \frac{13}{64} e^5, & a_{42} &= \frac{1}{4} e^2 - \frac{31}{64} e^4, \\ a_{43} &= -\frac{11}{48} e^3 + \frac{19}{960} e^5, \\ a_{44} &= \frac{21}{640} e^4, & a_{45} &= -\frac{1}{160} e^5; \\ a_{50} &= 4 - \frac{7}{4} e^2 - \frac{5}{16} e^4, \\ a_{51} &= 2e - \frac{53}{48} e^3 - \frac{59}{192} e^5, \end{aligned}$$

$$a_{52} = -\frac{1}{48}e^2, \quad a_{53} = -\frac{1}{8}e^3 + \frac{163}{2560}e^5,$$

$$a_{54} = -\frac{317}{15360}e^4, \quad a_{55} = \frac{13}{2560}e^5.$$

Замечание 1. Коэффициенты a_{1k} точны. Ряд для каждого из остальных выписанных a_{nk} начинается с члена порядка e^k . Весьма вероятно, что это справедливо и в общем случае. Но доказать это нам пока не удалось.

Замечание 2. Функции Φ_n представлены рядами Фурье по эксцентрической аномалии, коэффициенты которых – ряды Маклорена по степеням эксцентриситета. Можно представить Φ_n рядами Маклорена по степеням e , коэффициенты которых – тригонометрические многочлены от E . Нетрудно перейти к тригонометрическим многочленам от средней аномалии. Но этого ни в коем случае делать не надо. Радиус сходимости рядов в первом случае равен единице, а во втором – пределу Лапласа 0.662743 [8, 9].

Замечание 3. К сожалению, в статье [7] допущена опечатка. В формулах (9) и (11) для u_1 и $\mathcal{F}u_1$ следует изменить знак. Опечатка повлекла ошибку в формуле (11) для v . Следует читать:

$$v = \frac{1}{\omega^2 a} \left\{ \left(\frac{2}{e} \cos E + \frac{1}{2} (2 - \cos 2E) + \frac{e}{12} (39 \cos E + \cos 3E) + \frac{e^2}{32} (52 - 50 \cos 2E - \cos 4E) + \frac{e^3}{960} (30 \cos E + 265 \cos 3E + 9 \cos 5E) + \frac{e^4}{1024} (16 - 44 \cos 2E - 59 \cos 4E - 4 \cos 6E) + \frac{e^5}{3584} (287 \cos E + 392 \cos 3E + 84 \cos 5E + 5 \cos 7E) \right) \mathfrak{Z} - \left(\frac{1}{e} \sin E - \frac{1}{2} \sin 2E + \frac{e}{8} (5 \sin E + \sin 3E) - \frac{e^2}{32} (12 \sin 2E + \sin 4E) - \frac{e^3}{1920} (990 \sin E - 215 \sin 3E - 21 \sin 5E) - \frac{e^4}{256} (5 \sin 2E + 12 \sin 4E + \sin 6E) - \frac{e^5}{107520} (735 \sin E - 5425 \sin 3E - 2037 \sin 5E - 165 \sin 7E) \right) \mathfrak{N} \right\}.$$

Смысл величин u_1 , $\mathcal{F}u_1$ и v см. в [7]. В настоящей статье, естественно, мы используем правильные формулы.

3. НОРМА СМЕЩЕНИЯ

Стандартной нормой для функций небесной механики служит среднеквадратичная норма по средней аномалии

$$\|f\|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f^2 dM = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} (1 - e \cos E) f^2 dE. \quad (7)$$

Нормировка в (7) выбрана из условия $\|C\| = |C|$ для любой постоянной.

Из соотношений (1), (4), (5) следует

$$a^{-6}(\delta \mathbf{r})^2 = (\Phi_2^2 + \Phi_3^2) \mathfrak{Z}^2 + (\Phi_3^2 + \Phi_4^2) \mathfrak{N}^2 + \Phi_1^2 W^2 + 2(\Phi_2 \Phi_3 + \Phi_4 \Phi_5) \mathfrak{Z} \mathfrak{N}. \quad (8)$$

Интегрируя, получим

$$\varrho^2 \stackrel{\text{def}}{=} \|\delta \mathbf{r}\|^2 = a^6 (A_1 \mathfrak{Z}^2 + A_2 \mathfrak{N}^2 + A_3 W^2). \quad (9)$$

Здесь

$$A_1 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} (\Phi_2^2 + \Phi_3^2) (1 - e \cos E) dE,$$

$$A_2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} (\Phi_3^2 + \Phi_4^2) (1 - e \cos E) dE,$$

$$A_3 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \Phi_1^2 (1 - e \cos E) dE.$$

Последнее слагаемое в (8) – нечетная функция E и исчезло после интегрирования. Величина A_3 вычислена в [6]. Найдем оставшиеся интегралы. При нечетном n

$$\begin{aligned} \Phi_n^2 &= \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_{nk} a_{nm} \cos kE \cos mE = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_{nk} a_{nm} [\cos(k-m)E + \cos(k+m)E], \\ &\quad (1 - e \cos E) \Phi_n^2 = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_{nk} a_{nm} [\cos(k-m)E + \cos(k+m)E] - \\ &\quad - \frac{e}{4} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_{nk} a_{nm} [\cos(k-m-1)E + \cos(k-m+1)E + \\ &\quad + \cos(k+m-1)E + \cos(k+m+1)E]. \end{aligned} \quad (10)$$

Взятие интеграла равносильно оставлению в сумме (10) только постоянных слагаемых:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} (1 - e \cos E) \Phi_n^2 dE = \\ & = a_{n0}^2 - ea_{n0}a_{n1} + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} (a_{nk}^2 - ea_{nk}a_{n,k+1}). \end{aligned} \quad (11)$$

Аналогично при четном n

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} (1 - e \cos E) \Phi_n^2 dE = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} (a_{nk}^2 - ea_{nk}a_{n,k+1}). \quad (12)$$

Выведенные в предыдущем разделе свойства четности a_{nk} показывают, что величины A_n раскладываются по четным степеням e .

С помощью средств компьютерной алгебры получим

$$\begin{aligned} A_1 &= 16 - \frac{39}{8}e^2 + \frac{52505}{4608}e^4, \\ A_2 &= 1 - \frac{3}{32}e^4, \\ A_3 &= 1 - \frac{15}{32}e^2 + \frac{5}{16}e^4. \end{aligned} \quad (13)$$

Поправочные члены для A_1, A_2 имеют порядок e^6 , а формула для A_3 точна.

Установим некоторые свойства функций $A_n(e)$. Вычислим производные:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{de} &= \frac{52505}{1152}e \left(e^2 - \frac{39 \times 288}{52505} \right), \\ \frac{dA_2}{de} &= -\frac{3}{8}e^3, \\ \frac{dA_3}{de} &= \frac{5}{4}e \left(e^2 - \frac{3}{4} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

С помощью (13), (14) находим экстремумы $A_n(e)$ на отрезке $0 \leq e \leq 1$:

$$\begin{aligned} \min A_1(e) &= A_1 \left(\sqrt{\frac{11232}{52505}} \right) = 16 - \frac{27378}{52505} = 15.478564, \\ \min A_2(e) &= A_2(1) = \frac{29}{32} = 0.90625, \\ \min A_3(e) &= A_3 \left(\sqrt{\frac{3}{4}} \right) = \frac{211}{256} = 0.824219, \\ \max A_1(e) &= A_1(1) = 22 \frac{2393}{4608} = 22.519314, \\ \max A_2(e) &= A_2(0) = 1, \\ \max A_3(e) &= A_3(0) = 1. \end{aligned} \quad (15)$$

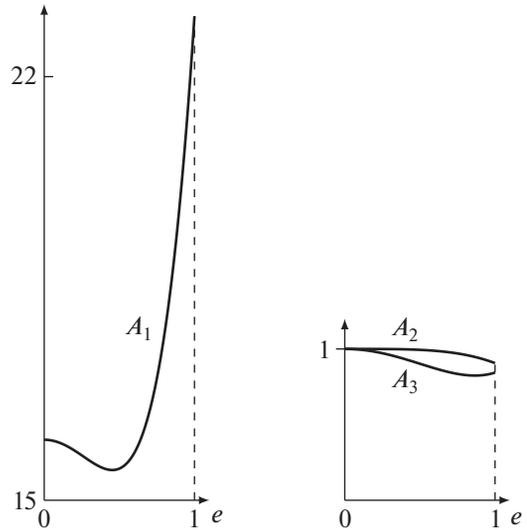


Рис. 1. Величины A_1, A_2, A_3 в зависимости от эксцентриситета e .

Из (15) следует, что $A_n(e)$ отделены от нуля. Легко показать также, что

$$A_1 > A_2 \geq A_3, \quad (16)$$

причем равенство достигается только при $e = 0$. Графики функций $A_n(e)$ приведены на рис. 1.

Отметим, что, как и в системе \mathbb{O}_1 [6], ϱ зависит только от компонент вектора возмущающего ускорения, большой полуоси и эксцентриситета оскулирующего эллипса. От ориентации орбиты ϱ не зависит. Сингулярности при $e = 0$ и $\sin i = 0$ отсутствуют.

Простая формула (9) позволяет легко найти наибольшее значение ϱ для данной орбиты, если о возмущающем ускорении известно лишь, что вектор \mathbf{F} находится внутри некоторого эллипсоида, ориентированного вдоль осей сопутствующей системы координат \mathbb{O}_2 ,

$$\frac{\mathfrak{X}^2}{b_1^2} + \frac{\mathfrak{Y}^2}{b_2^2} + \frac{W^2}{b_3^2} \leq 1, \quad (17)$$

при некоторых неотрицательных b_n . Действительно, квадратичная форма (9) при условии (17) экстремальна при обращении в нуль двух из трех компонент вектора $\mathbf{F}(\chi^2 \mathfrak{X}, \chi^2 \mathfrak{Y}, \chi^2 W)$. Поэтому

$$\max \varrho^2 = a^6 \max_n \{A_n b_n^2\}. \quad (18)$$

Пусть одна из величин b_n равна нулю. Например, пусть $b_1 = 0$. Это означает, что эллипсоид вырождается в эллипс, то есть $\mathfrak{X} = 0$. Формула (18) сохраняет силу, причем наибольшее значение ищется на множестве $n \in \{2, 3\}$.

Пусть две из величин b_n равны нулю. Например, пусть $b_1 = b_2 = 0$. Это означает, что эллипсоид вырождается в отрезок, то есть $\mathfrak{X} = \mathfrak{Y} = 0$. Формула (18) переходит в

$$\varrho^2 = a^6 A_3 b_3^2.$$

Пусть $b_1 = b_2 = b_3 = b \neq 0$. Это равносильно фиксации модуля возмущающего ускорения $F = \kappa^2 b = \kappa^2 \sqrt{\mathfrak{X}^2 + \mathfrak{Y}^2 + W^2}$. Формула (18) принимает вид

$$\max \varrho^2 = a^6 b^2 \max \{A_1, A_2, A_3\}. \quad (19)$$

Из (16), (19) следует

$$\max \varrho = a^3 b \sqrt{A_1(e)} \leq a^3 b \sqrt{A_1(1)} = 4.745452 a^3 b.$$

В заключение сравним полученные результаты с аналогичными для нормы смещения в задаче с возмущающим ускорением, постоянным в системе отсчета \mathbb{C}_1 , связанной с радиусом-вектором [6]. Как уже отмечалось, формулы главного результата (9) идентичны с точностью до замены компонент возмущающего ускорения. Функции $A_n(e)$ в обоих случаях – ряды по четным степеням эксцентриситета. При $n = 3$ они совпадают, являясь многочленами четвертой степени. Так и должно быть, поскольку они отвечают одинаковой компоненте W возмущающего ускорения. При $n = 1$ и $n = 2$ в системе \mathbb{C}_1 функции $A_n(e)$ являются многочленами шестой степени, тогда как в системе \mathbb{C}_2 – бесконечными рядами. Одинаковы лишь их свободные члены, как и должно быть, поскольку при нулевом эксцентриситете триэдры

систем \mathbb{C}_1 и \mathbb{C}_2 совпадают с точностью до направлений и нумерации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 18-12-00050).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны анонимному рецензенту за ценные замечания, учтенные в окончательной редакции рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Д. Брауер, Дж. Клеменс, *Методы небесной механики* (М.: Мир, 1964).
2. В. М. Волосов, Б. И. Моргунов, *Методы осреднения в теории нелинейных колебательных систем* (М.: Наука, 1971).
3. Е. А. Гребеников, Ю. А. Рябов, *Новые качественные методы небесной механики* (М.: Наука, 1971).
4. Г. Е. О. Джакаля, *Методы теории возмущений для нелинейных систем* (М.: Наука, 1979).
5. А. Морбиделли, *Современная небесная механика* (Москва, Ижевск: ИКИ, 2014).
6. Н. Батмунх, Т. Н. Санникова, К. В. Холшевников, В. Ш. Шайдулин, *Астрон. журн.* **93**, 331 (2016).
7. Т. Н. Санникова, К. В. Холшевников, *Астрон. журн.* **91**, 1060 (2014).
8. М. Ф. Субботин, *Введение в теоретическую астрономию* (М.: Наука, 1968).
9. А. Уинтнер, *Аналитические основы небесной механики* (М.: Наука, 1967).