СОДЕРЖАНИЕ

Том 46, номер 7, 2020

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОБЪЕКТОВ СРГ-еРОЗИТА НА 2.5-м ТЕЛЕСКОПЕ КАВКАЗСКОЙ ГОРНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ГАИШ МГУ

© 2020 г.
А. В. Додин[1*], С. А. Потанин[1,2], Н. И. Шатский[1], А. А. Белинский[1], К. Е. Атапин[1], М. А. Бурлак[1], О. В. Егоров[1], А. М. Татарников[1], К. А. Постнов[1,2,3], М. И. Бельведерский[4,5], Р. А. Буренин[4], М. Р. Гильфанов[4,6], П. С. Медведев[4], А. В. Мещеряков[4,3], С. Ю. Сазонов[4], Г. А. Хорунжев[4], Р. А. Сюняев[4,6]

[1]*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

[2]*Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

[3]*Казанский федеральный университет, Казань, Россия*

[4]*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

[5]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", Москва, Россия*

[6]*Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия*

Поступила в редакцию 08.06.2020 г.
После доработки 16.06.2020 г.; принята к публикации 25.06.2020 г.

По наблюдениям с новым Транзиентным двухлучевым спектрографом (TDS) на 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ определен тип и найдено красное смещение для 6 новых рентгеновских источников (4 квазара и 2 скопления галактик), обнаруженных космической обсерваторией СРГ во время наблюдений Дыры Локмана на фазе проверочных наблюдений телескопа еРОЗИТА. Показано, что TDS позволяет получать спектры объектов $\sim 20^m$ за 2 ч наблюдений с отношением сигнал к шуму выше 5 и разрешением $R \sim 1500$. Типы и красные смещения объектов, определенные по спектральным наблюдениям, хорошо согласуются с предсказаниями по фотометрическим данным с помощью автоматической системы классификации SRGz.

Ключевые слова: активные ядра галактик, скопления галактик, рентгеновские обзоры, спектроскопия, СРГ, Спектр-РГ, еРОЗИТА.

DOI: 10.31857/S0320010820070049

ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновская обсерватория СРГ (Сюняев и др., 2020), запущенная 13 июля 2019 г., успешно работает на орбите вокруг точки Лагранжа L2 системы Земля–Солнце. Основная цель обсерватории — обзор всего неба в широком диапазоне энергий 0.2–30 кэВ продолжительностью 4 года. В ходе обзора предполагается открыть около трех миллионов активных ядер галактик (АЯГ), в том числе далеких квазаров (Колодзиг и др., 2013a,b), около ста тысяч скоплений и групп галактик, а также сотни тысяч рентгеновских источников различной природы в нашей Галактике. Ожидается, что чувствительность обзора неба обсерватории СРГ будет примерно в 25 раз выше в мягком рентгеновском диапазоне (0.5–2 кэВ), чем у предыдущего обзора всего неба спутника ROSAT, который был проведен в начале 90-х годов XX века. Полученные рентгеновские данные помогут решить ряд важнейших задач современной астрофизики и космологии. Среди них — измерение космологических параметров и восстановление истории роста сверхмассивных черных дыр (СМЧД) во Вселенной.

Во время перелета обсерватории СРГ в точку Лагранжа L2 была проведена серия калибровочных и проверочных наблюдений (Calibration and Performance Verification Phase, Cal/PV-фаза) телескопов АРТ-XC (Павлинский и др., 2020) и еРОЗИТА (Предэль и др., 2020), в ходе которой проверялось функционирование научной аппара-

*Электронный адрес: dodin_nv@mail.ru

туры в различных режимах, уточнялись характеристики телескопов и проводилась отладка математического обеспечения обработки данных. Для проверочных наблюдений были отобраны мишени и участки на небе, представляющие самостоятельный научный интерес. После завершения Cal/PV-фазы 8 декабря 2019 г. обсерватория СРГ начала работать в режиме обзора всего неба.

В рамках российской программы PV-фазы телескопа еРОЗИТА 12–14 ноября 2019 г. был проведен глубокий обзор участка неба площадью 18.5 кв. град вокруг Дыры Локмана (Lockman Hole, LH). В этой области лучевая концентрация межзвездного газа и пыли в Галактике минимальна ($N_H \sim 5 \times 10^{19}$ см$^{-2}$), что позволяет находить максимальное количество внегалактических объектов (скоплений галактик и квазаров) в мягком рентгеновском диапазоне энергий. В ходе обзора за время экспозиции 180 000 с была достигнута чувствительность $\sim 4 \times 10^{-15}$ эрг/с/см^2 в диапазоне энергий 0.5–2 кэВ. Этот обзор стал самым большим по площади рентгеновским обзором области Дыры Локмана, причем все полученные данные принадлежат российским ученым.

Несколько кандидатов в квазары и скопления галактик, обнаруженных в рентгеновском обзоре Дыры Локмана, было решено пронаблюдать на новом 2.5-м телескопе ГАИШ МГУ, чтобы точно установить природу объектов и убедиться в эффективности нового телескопа для решения задач наземной оптической поддержки обзора СРГ. В данной статье представлены результаты спектроскопических наблюдений рентгеновских источников из обзора Дыры Локмана обсерватории СРГ на новом спектрографе 2.5-м телескопа ГАИШ МГУ.

РЕНТГЕНОВСКИЕ ДАННЫЕ И ОТБОР ОПТИЧЕСКИХ КАНДИДАТОВ

С помощью обсерватории СРГ в режиме растрового сканирования были проведены наблюдения площадки $5^\circ \times 3.7^\circ$ с центром в $\alpha = 10^{\mathrm{h}}35'$ и $\delta = +57^\circ 38'$. Среднее время экспозиции составило около 8 ксек, что позволило достигнуть средней глубины около 4×10^{-15} эрг/с/см^2 в диапазоне 0.5–2 кэВ. Регистрация источников проводилась с помощью программного обеспечения обработки данных рентгеновского телескопа еРОЗИТА. Всего было обнаружено более 8000 рентгеновских источников.

На первом этапе была проведена кросс-корреляция в радиусе $30''$ всех рентгеновских точечных источников СРГ/еРОЗИТА из обзора Дыры Локмана с каталогом оптических источников SDSS DR14 (Аболфати и др., 2018), для которых имеются также данные принудительной фотометрии в инфракрасном диапазоне обзора *WISE* (Лэнг и др., 2016). Выбранный радиус $30''$ на порядок превышает характерную ошибку локализации источников еРОЗИТЫ в поле Дыры Локмана, что гарантирует попадание оптического партнера в область поиска. Полученный фотометрический каталог возможных оптических партнеров рентгеновских источников был обработан системой SRGz версии 1.8, которая оперирует в области покрытия фотометрического обзора SDSS и в автоматическом режиме анализирует совместные данные широкополосной фотометрии (X_{ph}) из трех крупнейших оптических обзоров — SDSS (фильтры u, g, r, i, z), DESI Legacy Imaging Survey DR8 (g_{LS}, r_{LS}, z_{LS}; Дей и др. 2019), PanSTARRS1 DR2 (g_{PS}, r_{PS}, i_{PS}, z_{PS}, y_{PS}; Чамберс и др. 2016), а также данные принудительной фотометрии инфракрасного обзора *WISE* (фильтры $w1$ и $w2$).

Система отождествления точечных рентгеновских источников SRGz представляет собой набор программных компонентов, последовательно решающих задачи автоматического поиска (кросс-отождествления) наиболее вероятного оптического компаньона, его фотометрической классификации (по схеме звезда/квазар/галактика) и получения фотометрической оценки красного смещения (photo-z). Для каждого оптического кандидата SRGz измеряет вероятность ассоциации P_{match} с рентгеновским источником, в поле которого он находится (при этом учитываются точность локализации рентгеновского объекта, плотность оптических объектов в поле и фотометрическая априорная вероятность для оптического кандидата). Фотометрический классификатор позволяет для выбранного оптического компаньона рентгеновского источника измерить вероятность того, что он является квазаром P_{qso} или галактикой P_{gal} (или звездой, $P_{\mathrm{star}} = 1 - P_{\mathrm{qso}} - P_{\mathrm{gal}}$). Фотометрическая оценка красного смещения объекта доступна в SRGz как в виде полного прогноза условного вероятностного распределения $p(z|X_{\mathrm{ph}})$, так и в виде точечного прогноза z_{ph} и его доверительного интервала CI_α с выбранным уровнем значимости α. Также измеряется достоверность прогноза photo-z в виде стандартной величины $zConf$, представляющей собой вероятность найти спектральное красное смещение в окрестности $\pm 0.06(1 + z_{\mathrm{ph}})$ от наилучшего прогноза z_{ph}.

Система SRGz построена на использовании ансамблевых древовидных алгоритмов машинного обучения (градиентный бустинг и случайный лес деревьев решений, см. Мещеряков и др., 2018), которые обучаются на выборках квазаров, галактик и звезд из спектроскопического каталога SDSS, а также выборки звезд GAIA DR2, ассоциированных

Таблица 1. Рентгеновские свойства объектов

Объект*	R.A.	DEC	pos.err.	ext.	det.like	$F_{0.3-2}, 10^{-14}$	$F_{2-6}, 10^{-14}$
			$''$	$''$			
SRGE J102214.2+563443	10:22:14.2	+56:34:43	2.2	0	44	$0.6^{+0.2}_{-0.1}$	$0.9^{+0.8}_{-0.5}$
SRGE J104529.2+602537	10:45:29.2	+60:25:37	3.2	0	15	$0.6^{+0.2}_{-0.1}$	$0.22^{+0.29}_{-0.17}$
SRGE J104842.6+551858	10:48:42.6	+55:18:58	–	34	375	$6.0^{+0.4}_{-0.6}$	$2.7^{+1.4}_{-0.5}$
SRGE J105213.3+585541	10:52:13.3	+58:55:41	–	38	411	$7.5^{+0.6}_{-1.0}$	$8.0^{+2.2}_{-3.0}$
SRGE J105256.0+585146	10:52:56.0	+58:51:46	1.8	0	90	$1.6^{+0.3}_{-0.2}$	$0.9^{+0.5}_{-0.3}$
SRGE J110359.2+585028	11:03:59.2	+58:50:28	3.0	0	19	0.7 ± 0.2	0.4 ± 0.2

* Приведены полные названия источников, далее в статье используются их сокращенные названия в формате Jhhmm ddmm.
Примечание. pos.err. — Ошибка положения источника (1σ); ext. — протяженность рентгеновского источника; det.like — значимость детектирования; $F_{0.3-2}, F_{2-6}$ — рентгеновские потоки (в эрг/с/см^2) в энергетических диапазонах 0.3–2 и 2–6 кэВ (без поправки за поглощение), полученные в результате моделирования спектра источника степенной функцией с поглощением. Ошибка соответствует 68% уровню достоверности (1σ).

с источниками из рентгеновского каталога XMM-Newton (3XMM DR8). Подробнее принципы работы SRGz и реализованные в ней алгоритмы будут представлены в отдельной статье (Мещеряков и др., 2020). Дополнительную информацию об отборе для спектроскопии кандидатов в квазары из рентгеновского обзора Дыры Локмана можно найти в статье Хорунжев и др. (2020). Система SRGz была создана в рабочей группе по поиску рентгеновских источников, их отождествлению и составлению каталога по данным телескопа еРОЗИТА в отделе астрофизики высоких энергий ИКИ РАН.

Для пробных наблюдений на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ были отобраны кандидаты в квазары с $i_{PSF} < 20$ в интервале красных смещений $0 < z \lesssim 3$ (по фотометрической оценке), для которых ранее не имелось спектроскопических измерений красного смещения. Наиболее вероятные оптические компаньоны для рентгеновских источников выбирались по значению $P_{\rm match}$.

Скопления галактик на изображениях телескопа еРОЗИТА выглядят как протяженные рентгеновские источники. Отождествление скоплений галактик проводилось по данным обзоров неба в оптическом и ИК-диапазонах (SDSS, DESI LIS, PanSTARRS, WISE). Для этого использовалась процедура, которая применялась нами ранее в работах по оптическому отождествлению скоплений галактик среди источников Сюняева–Зельдовича, обнаруженных в обзоре обсерватории им. Планка (Сообщество Планка, 2015; Буренин, 2017; Буренин и др., 2018). По фотометрическим данным обзоров неба в области локализации протяженного рентгеновского источника проводился поиск красной последовательности галактик скопления. Кандидаты для спектроскопии отбирались среди ярчайших галактик красной последовательности. Такая методика позволяет даже по одному спектроскопическому измерению получить надежное и точное измерение красного смещения скопления галактик.

Для пробных наблюдений на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ были отобраны скопления галактик из обзора Дыры Локмана в широком диапазоне красных смещений $z = 0.2$–0.7 (согласно фотометрическим оценкам). Чтобы измерить красные смещения этих скоплений, в них для спектроскопических наблюдений были отобраны ярчайшие галактики красной последовательности.

Рентгеновские свойства отобранных объектов приведены в табл. 1. Их рентгеновские и оптические изображения представлены на рис. 1.

НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения выполнялись с помощью 2.5-м рефлектора F/8 системы Ричи–Кретьена, установленного на Кавказской горной обсерватории Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Обсерватория и астроклимат места наблюдений описаны в статье Корнилов и др. (2014).

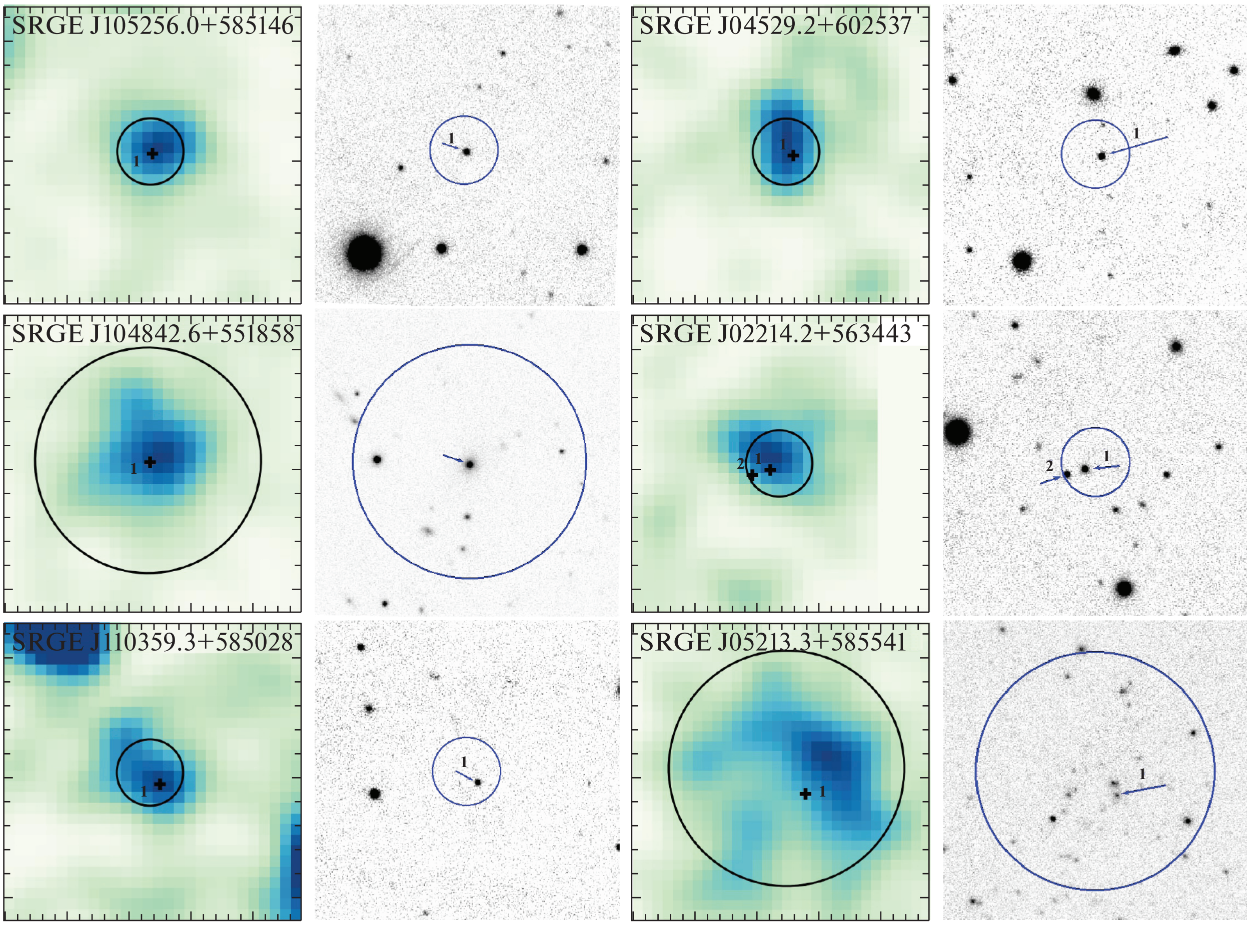


Рис. 1. В левом столбце показаны изображения источников СРГ/еРОЗИТА в рентгеновском диапазоне 0.5–2 кэВ, в правом — изображения в фильтре i_{PS} обзора Pan-STARRS их возможных оптических компаньонов. Размер изображений 1.5 × 1.5 угл. мин. Стрелкой отмечен наиболее вероятный оптический партнер для данного рентгеновского источника, для него снимался спектр с помощью спектрографа TDS 2.5-м телескопа КГО. Окружность радиусом 10 угл. сек обозначает область гарантированной локализации рентгеновского источника. Для предполагаемых скоплений галактик SRGE J104842.6+551858 и SRGE J105213.3+585541 окружность показывает радиус протяженности рентгеновского источника.

Транзиентный Двухлучевой Спектрограф[1] (ТДС) разработан для наблюдений нестационарных и внегалактических источников на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ в оптическом диапазоне с низким спектральным разрешением. Регистрация спектра проводится одновременно в двух каналах: коротковолновом (350–585 нм, дисперсия 1.21 Å/пиксель, разрешающая сила $R \sim 1200$ с рабочей шириной щели 1") и длинноволновом (565–750 нм, дисперсия 0.87 Å/пиксель, $R \sim\sim 2200$), свет между которыми распределяется дихроичным зеркалом с 50% уровнем пропускания на длине волны 575 нм. Приемниками служат две ПЗС-камеры на основе детекторов E2V 42-10, охлаждаемые до −70°C и имеющие шум считывания менее 3 электронов на рабочей скорости считывания 50 кГц. Длина входной щели 3 угл. мин, имеются рабочая 1″ и спектрофотометрическая 10″ щели. В составе спектрографа имеются камера защелевого подсмотра и калибровочный узел, позволяющий снимать линейчатый спектр газоразрядной Ne–Kr–Pb лампы с полым катодом (ЛПК), а также источник с непрерывным спектром ("плоское поле") для учета виньетирования и неравномерности ширины щели. Световая эффективность (пропускание) всего оптического тракта, включая атмосферу, телескоп и спектрограф, но без учета переменных потерь на щели, составляет в максимуме не менее 30%: в "синем" канале 31% и 45% в "красном". Спектрограф постоянно установлен в фокусе Кассегрена телескопа вместе с фотометрической ПЗС-камерой широкого поля, свет в спектрограф подается вводящимся в тракт плоским диагональным зеркалом. Подробно инструмент описан в статье Потанин и др. (2020).

[1] http://lnfm1.sai.msu.ru/kgo/instruments/tds

Таблица 2. Оптические свойства объектов и журнал наблюдений

Источник	α	δ	JD 245...	$t_{\rm exp}$	N	$\rm SNR_B$	$\rm SNR_R$	g_{PSF}	r_{PSF}	i_{PSF}
	h m s	° ′ ″	дни	сек						
J1022+5634	10 22 14.2	+56 34 42	8911.54	1200	6	5.1	7.7	20.38	19.86	19.68
J1045+6025	10 45 28.9	+60 25 36	8853.62	300	8	3.8	5.8	19.63	19.62	19.54
J1048+5518	10 48 42.5	+55 18 57	8854.53	300	8	1.1	6.1	19.94*	18.46*	17.90*
J1052+5855	10 52 12.5	+58 55 33	8922.31	1200	4	0.3	2.4	24.59*	20.68*	19.58*
J1052+5851	10 52 55.9	+58 51 45	8852.63	600	5	2.9	2.5	19.78	19.66	19.59
J1103+5850	11 03 58.7	+58 50 25	8913.59	1200	3	4.3	5.8	20.32	19.97	19.81

* Протяженные в оптике галактики, для которых приведено значение $modelMag$.
Примечание. JD — юлианская дата середины наблюдений; $t_{\rm exp}$ — время экспозиции, N — число усредняемых кадров; $\rm SNR_{B,\,R}$ — медианное отношение сигнала к шуму в синем и красном каналах для итогового спектра. Видимые звездные величины из каталога SDSS в фильтрах g, r, i приведены в колонках g_{PSF}, r_{PSF}, i_{PSF}.

Спектральные наблюдения проводились в январе и марте 2020 г. в ясную погоду до восхода Луны в темное время ночи. Ориентация щели устанавливалась по снимку с камерой широкого поля так, чтобы помимо объекта в щель попадала относительно яркая звезда в ближайших окрестностях. Затем, при переходе системы в спектральный режим, положение щели контролировалось по этой звезде, так как сам объект был не виден в камеру подсмотра спектрографа, а затем поддерживалось автогидирующим устройством телескопа. Непосредственно после измерений каждого объекта выполнялись калибровочные измерения звезды-стандарта из списка ЕЮО https://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/spectra/stanlis.html. Список объектов и выполненных измерений представлен в табл. 2.

Обработка наблюдений

Обработка проводилась с помощью специально созданного пакета программ на языке python и включала в себя следующие этапы:

Вычитание темновых кадров. Наборы темновых кадров для разных времен экспозиций были сняты заранее при той же температуре и тех же настройках приемника, что и во время наблюдений.

Удаление следов космических лучей проводилось с помощью пакета LAcosmic (ван Док- кум, 2001).

Коррекция кривизны изображения щели и калибровка по длинам волн проводились по спектру ЛПК. Дисперсионная кривая аппроксимировалась полиномом 5-й степени методом наименьших квадратов с весами, зависящими от ошибки определения положения линий. Положения линий определялись путем аппроксимации их гауссовским профилем. Остаточные отклонения положений индивидуальных линий от полинома не превышают 0.5 Å.

Неравномерность чувствительности вдоль щели исправлялась путем вычисления плоского поля либо по спектру сумеречного неба, либо по спектру источника непрерывного спектра.

Комбинирование кадров отдельных экспозиций в суммарное изображение.

Экстракция спектра. Отсчеты суммировались в апертуре длиной 2.″5 за вычетом фона, который определялся как медианное среднее по областям длиной 15″–20″ по обеим сторонам от спектра объекта. Шаги до этого включительно выполнялись также для спектро-фотометрических стандартов, по которым определялась кривая реакции всей системы.

Коррекция длин волн по линиям ночного неба. Типичная величина поправки составляла доли Å.

Коррекция за кривую реакции системы выполнялась по найденному отношению экстрагированных спектров стандартов к опубликованным распределениям энергии в их спектрах.

Поскольку наблюдения проводились с узкой щелью, мы приводим спектры только в относительных единицах. Заметим, что и в этом случае

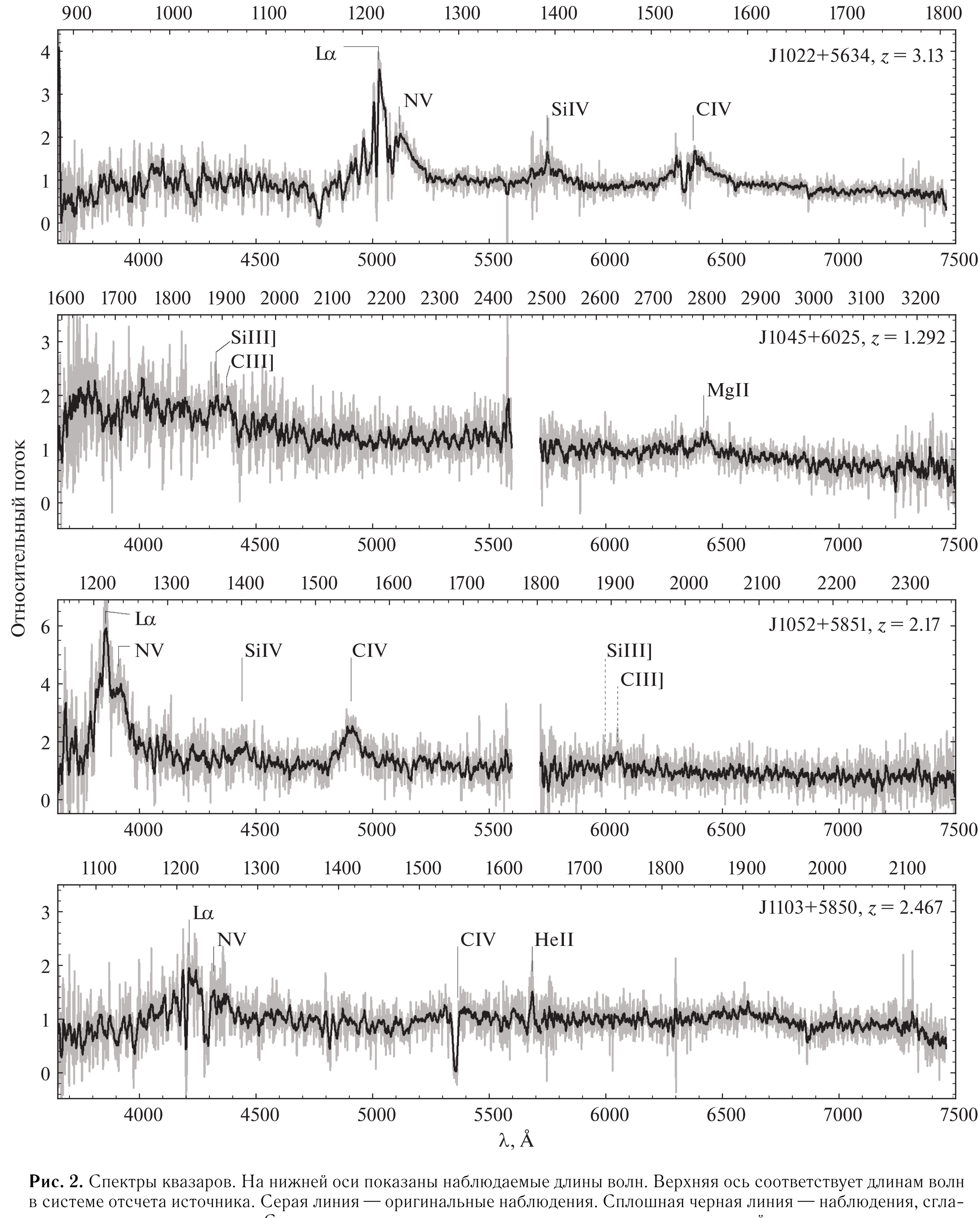


Рис. 2. Спектры квазаров. На нижней оси показаны наблюдаемые длины волн. Верхняя ось соответствует длинам волн в системе отсчета источника. Серая линия — оригинальные наблюдения. Сплошная черная линия — наблюдения, сглаженные скользящим средним. Сплошными вертикальными чертами отмечены положения линий, которые использовались для измерения красного смещения, штриховыми чертами — вычисленные положения линий по найденному красному смещению.

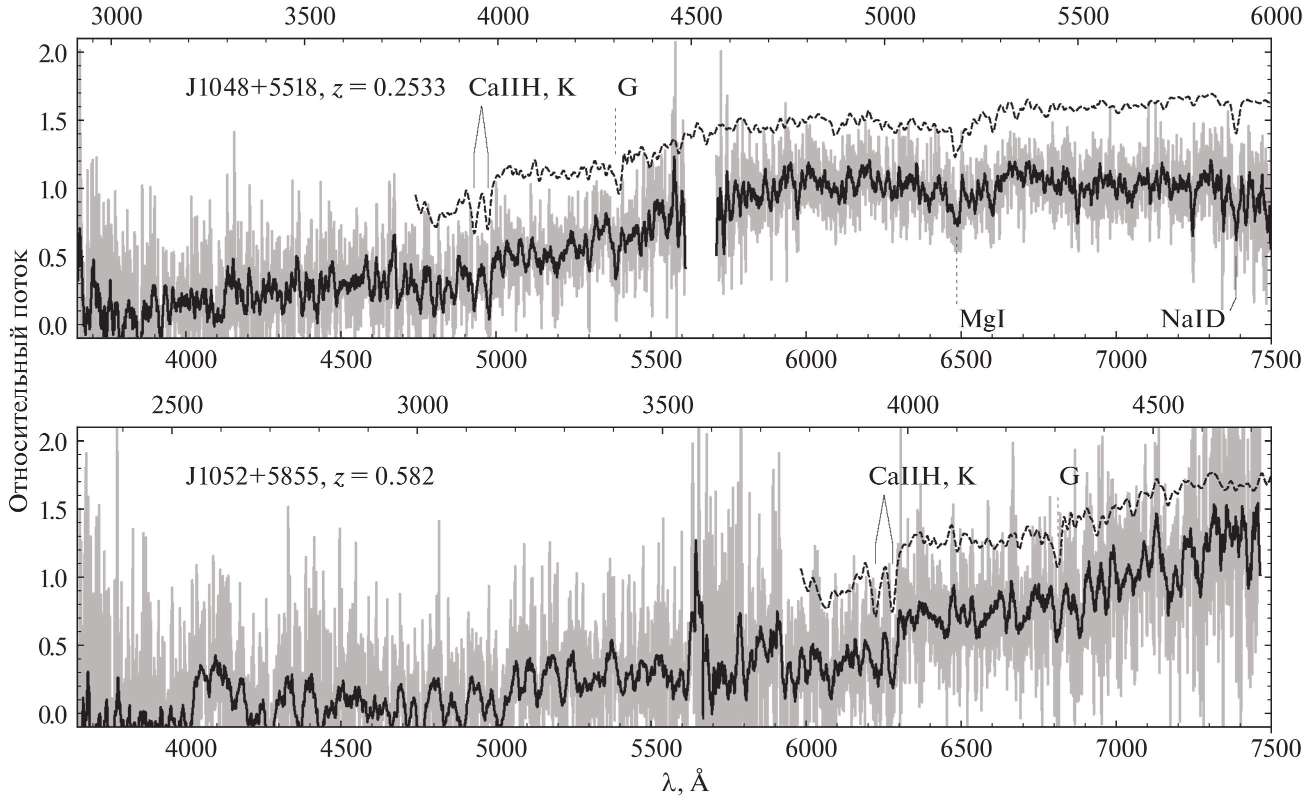


Рис. 3. Спектры ярчайших галактик скоплений. На нижней оси показаны наблюдаемые длины волн. Верхняя ось соответствует длинам волн в системе отсчета источника. Серая линия — оригинальные наблюдения. Сплошная черная линия — наблюдения, сглаженные скользящим средним. Штриховая линия — смещенный для удобства сравнения спектр галактики SDSS J231904.77-082906.3. Сплошными вертикальными чертами отмечены положения линий, которые использовались для измерения красного смещения, штриховыми чертами — вычисленные положения линий по найденному красному смещению.

распределение энергии может быть искажено из-за вариаций спектральной прозрачности атмосферы и зависимости атмосферного дрожания от длины волны, однако для выводов статьи эти эффекты не играют роли.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе фотометрических данных (SDSS, DESI LIS, PanSTARRS, WISE) из 6 объектов 4 были классифицированы системой SRGz как квазары. С помощью SRGz фотометрические красные смещения были определены и для ярчайших галактик скоплений. Полученные спектральные данные подтвердили результаты классификации SRGz для всех объектов. Спектры квазаров показаны на рис. 2, а ярчайших галактик скоплений — на рис. 3.

Для каждого объекта было определено красное смещение. Полученные спектры имеют избыточное спектральное разрешение для решения этой задачи, но недостаточное отношение сигнала к шуму. Поэтому исходные спектры были сглажены по 10 точкам (в случае J1052+5855 по 20 точкам), что позволило увеличить отношение сигнала к шуму и провести визуальную идентификацию линий. Для измерения красного смещения z мы использовали линии, отмеченные на рис. 2 и 3. Для каждой линии мы визуально определили интервал длин волн, в котором может находиться центр линии. Середины таких интервалов использовались для оценки z_i каждой линии, а их ширины для определения меры неопределенности δz_i красного смещения z_i. Итоговое красное смещение и его разброс приведены в табл. 3 и определялись как средневзвешенное по всем линиям:

$$z = \sum_{i=1}^{n} w_i z_i / \sum_{i=1}^{n} w_i,$$

$$\sigma_z = t(n)\sqrt{\frac{n}{n-1}\sum_{i=1}^{n} w_i (z_i - z)^2 / \sum_{i=1}^{n} w_i},$$

где $w_i = \delta z_i^{-2}$, а $t(n)$ — коэффициент Стьюдента для доверительной вероятности 0.68, n — число линий. Основными источниками неопределенности δz_i являются ширина линии, степень ее симметричности, блендирование с другими линиями; таким

Таблица 3. Результаты SRGz (на основе фотометрических данных) и спектроскопические измерения, полученные для оптических компаньонов рентгеновских источников

Источник	Спектроскопия		$L_{X,2-10}$	SRGz				
	Класс	$z_{\rm spec}$	$\times 10^{44}$ эрг/с	$z_{\rm phot}$	$zConf$	$P_{\rm qso}$	$P_{\rm gal}$	$P_{\rm match}$
J1022+5634	квазар	3.13 ± 0.01	$4.8^{+1.6}_{-0.8}$	$3.15^{+0.12}_{-0.12}$	0.95	0.98	0.00	0.97
J1045+6025	квазар	1.292 ± 0.004	$0.6^{+0.2}_{-0.1}$	$1.57^{+0.13}_{-0.23}$	0.57	1.00	0.00	1.00
J1048+5518	галактика	0.2533 ± 0.0004	–	$0.27^{+0.02}_{-0.01}$	1.00	0.02	0.98	0.98
J1052+5855	галактика	0.582 ± 0.001	–	$0.61^{+0.04}_{-0.02}$	0.98	0.02	0.98	–
J1052+5851	квазар	2.17 ± 0.01	$5.6^{+1.1}_{-0.7}$	$2.18^{+0.03}_{-0.07}$	0.99	1.00	0.00	1.00
J1103+5850	квазар	2.467 ± 0.003	$3.3^{+0.9}_{-0.9}$	$2.32^{+0.14}_{-0.06}$	0.85	0.99	0.00	0.99

образом, узкие линии правильной формы получали наибольший вес в усреднении. Мы не применяли формальные методы определения центра линий, поскольку линии часто имеют сложную форму и простые методы определения центра могут приводить к систематическим ошибкам не только в z_i, но и в δz_i.

В случае квазаров в качестве центральной лабораторной длины волны сливающихся многокомпонентных линий брались усредненные с весами gf длины волны каждой компоненты, что оправдано в случае оптически тонких линий. Для абсорбционной линии Na I D, наблюдаемой в спектрах галактик, за центральную длину волны бралась средняя длина волны обоих компонент, что оправдано для оптически толстого случая, когда оба компонента имеют практически равные эквивалентные ширины.

Поскольку в случае квазаров в оптический диапазон попадают линии вакуумного ультрафиолета, то при вычислении z все длины волн были приведены к значениям в вакууме.

Спектры обеих ярчайших галактик скоплений имеют изрезанную форму и сильно зашумлены, что осложняет узнаваемость линий. Для проверки правильности идентификации найденных линий Na I и Ca II мы сравнили на рис. 3 спектры наших объектов со спектром галактики SDSS J231904.77-082906.3, который был выбран из каталога RCSED[2] (Чилингарян, Золотухин, 2012; Чилингарян и др., 2016) и сдвинут по длинам волн на найденное z (с учетом собственного z выбранной галактики). Видно, что в обоих спектрах совпадают не только линии, по которым определялось z, но и другие сильные особенности (G полоса, линии Mg I), а также общее распределение энергии, что свидетельствует о правильности идентификации линий. Поскольку эти галактики входят в красные последовательности, измерения красных смещений этих галактик дают также красные смещения соответствующих скоплений.

Для квазаров — точечных рентгеновских источников — в табл. 3 приведено значение рентгеновской светимости в системе отсчета квазара в диапазоне 2–10 кэВ. Светимость получена из наблюдаемого рентгеновского потока в диапазоне 0.3–2 кэВ в предположении, что рентгеновский спектр квазара описывается степенным законом с фотонным индексом $\Gamma = 1.8$.

ОЦЕНКА МАСС СМЧД И ТЕМПОВ АККРЕЦИИ ПО ПАРАМЕТРАМ ЛИНИИ C IV

Объекты J1052+5851 и J1022+5634 имеют в своих спектрах достаточно выразительную эмиссионную линию C IV для того, чтобы можно было применить метод оценки массы СМЧД по ее ширине (Парк и др., 2013). Для измерения ширины линии мы фитировали ее профиль гауссианой, маскируя абсорбционные детали. Инструментальная ширина профиля оценивется по линии неба 5577 Å и дает пренебрежимо малый вклад в общую ширину линий C IV. Для применения метода, помимо ширины линии C IV, необходимо знать монохроматическую светимость в континууме λL_λ в районе 1350 Å в системе отсчета источника. В системе отсчета наблюдателя эта длина волны

[2] http://rcsed.sai.msu.ru

Таблица 4. Оценка масс СМЧД

Источник	z	FWHM$_{\rm C\,IV}$	$1350F^{\rm raw}_{1350}$	$1350F_{1350}$	$1350L_{1350}$	$\lg M_{\text{ЧД}}/M_\odot$
		км/с	эрг/с/см^2	эрг/с/см^2	эрг/с	
J1022+5634	3.13	7500 ± 300	1.38×10^{-13}	1.64×10^{-13}	1.5×10^{46}	9.1 ± 0.5
J1052+5851	2.17	5600 ± 300	3.16×10^{-13}	2.40×10^{-13}	9×10^{45}	8.9 ± 0.5

попадает в видимый диапазон, и нужная величина может быть вычислена из наших наблюдений. Поскольку спектры были получены с узкой щелью, мы скорректировали наблюдаемые потоки $F^{\rm raw}_{1350}$, используя фотометрию SDSS. Величина коррекции составляла около 20%. Для расчета фотометрического расстояния по красному смещению мы использовали космологический калькулятор (Райт, 2006) для параметров $H_0 = 69.6$, км/с/Мпк, $\Omega_{\rm M} = 0.286$ и $\Omega_{\rm vac} = 0.714$. Полученные величины λL_λ и FWHM$_{\rm C\,IV}$ собраны в табл. 4.

Соотношение, связывающее ширину линии в системе отсчета квазара (FWHM$_{\rm C\,IV}$) и монохроматическую светимость континуума L_{1350} с массой СМЧД, взято из статьи Парк и др. (2013):

$$\lg \frac{M_{\rm BH}}{M_\odot} = \alpha + \beta \lg \frac{1350L_{1350}}{10^{44}\,\text{эрг/с}} + \gamma \lg \frac{\text{FWHM}_{\rm C\,IV}}{1000\,\text{км/с}},$$

где $\alpha = 7.48 \pm 0.24$, $\beta = 0.52 \pm 0.09$ и $\gamma = 0.56 \pm 0.48$. Для обоих объектов получившиеся значения масс составляют 10^9 $M_\odot$ с точностью до фактора 3 (см. табл. 4). Заметим, что невысокая точность оценки определяется не качеством наблюдений, а неопределенностью коэффициентов α, β и γ.

Используя полученные значения L_{1350}, можно оценить болометрическую светимость квазаров J1022+5634 и J1052+5851: $L_{\rm bol} = 3.81 \times 1350L_{1350}$. Это соотношение взято из работы Даи и др. (2014) и основано на усредненном спектральном распределении энергии квазаров 1-го типа из работы Ричардс и др. (2006). На основе полученных оценок масс СМЧД, в свою очередь, можно оценить эддингтоновские светимости обоих объектов: $L_{\rm Edd} = 1.26 \times 10^{38}(M_{BH}/M_\odot)$ эрг/с. В итоге для обоих квазаров получается $L_{\rm bol}/L_{\rm Edd} \approx 0.3$ (от $\sim$0.1 до $\sim$1 с учетом погрешности), т.е. аккреция на СМЧД идет в высоком темпе и радиационно эффективном режиме.

Полученные значения интересно сравнить с соответствующими значениями для представительной выборки (391 объект) ранее известных квазаров в области Дыры Локмана из упомянутой работы Даи и др. (2014). Эти объекты были отобраны по потоку на длине волны 24 мкм в инфракрасном обзоре *SWIRE* обсерватории *Spitzer* на площадке размером $\approx$11 кв. градусов (которая входит в область покрытия обзора Дыры Локмана обсерватории СРГ) и отождествлены как квазары с широкими эмиссионными линиями в ходе спектроскопического обзора на телескопе MMT. Как видно на рис. 4, отношение $L_{\rm bol}/L_{\rm Edd}$ для квазаров J1022+5634 и J1052+5851 оказывается среди самых высоких значений для квазаров в области Дыры Локмана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На практике показано, что введенный в эксплуатацию на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ спектрограф TDS позволяет получать спектры объектов $\sim 20^m$ за 2 ч наблюдений с отношением сигнал к шуму больше 5 и разрешением $R \sim 1500$. Такие характеристики позволяют использовать инструмент для изучения слабых объектов, в частности, оптических компаньонов рентгеновских источников, которые открываются в большом количестве обсерваторией СРГ. Значительный объем наблюдательного материала СРГ требует автоматического отождествления рентгеновских источников в оптическом диапазоне, их классификации и фотометрических измерений красных смещений. Для решения этой задачи в отделе астрофизики высоких энергий ИКИ РАН была создана система SRGz на основе алгоритмов машинного обучения, а также созданы алгоритмы автоматического поиска красных последовательностей в скоплениях галактик по данным в оптическом и ИК-диапазонах.

Первые спектральные наблюдения со спектрографом TDS кандидатов в квазары на $z \lesssim 3$ и скоплений галактик, открытых телескопом еРОЗИТА обсерватории СРГ, показали, что система SRGz правильно отождествляет такие объекты, а ее результаты по фотометрическому измерению красных смещений рентгеновских источников хорошо согласуются с результатами оптической спектроскопии. Характеристики нового спектрографа TDS КГО ГАИШ МГУ позволяют решать широкий круг задач, связанных с отождествлением в видимом

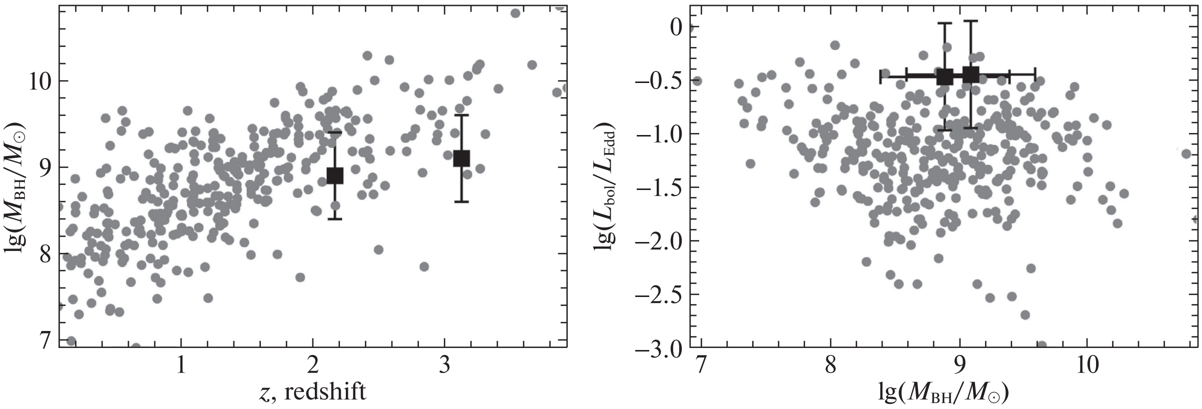


Рис. 4. Слева: распределение ранее известных квазаров с широкими эмиссионными линиями в области Дыры Локмана (Даи и др. 2014, серые точки) по красному смещению и массе СМЧД. Черными квадратами с ошибками показаны соответствующие значения для квазаров SRGE J102214.2+563443 и SRGE J105213.3+585541, обнаруженных в ходе рентгеновского обзора Дыры Локмана телескопом СРГ/еРОЗИТА и отождествленных с помощью 2.5-м телескопа КГО ГАИШ МГУ. Справа: соответствующая диаграмма для темпа аккреции и массы черной дыры.

диапазоне рентгеновских источников обзора СРГ и определением их физических свойств.

Спектрограф TDS создан при финансовой поддержке программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова и грантов РНФ 16-12-10519 (красный канал), РНФ 17-12-01241 (синий канал). Работа АВД, САП, ААБ, ОВЕ, АМТ, КАП выполнена при поддержке гранта Программы развития МГУ "Ведущая научная школа "Физика звезд, релятивистских объектов и галактик".

Это исследование основано на наблюдениях телескопа еРОЗИТА на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп СРГ/еРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной физики Общества им. Макса Планка (MPE) при поддержке DLR. Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Использованные в настоящей работе данные телескопа еРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом еРОЗИТА, и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа СРГ/ еРОЗИТА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аболфати и др. (B. Abolfathi, D. Aguado, G. Aguilar, P. Allende, A. Almeida, T. Anannа, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **235**, 42 (2018).
2. Буренин Р.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 559 (2017) [R.A. Burenin, Astron. Lett. **43**, 507 (2017)].
3. Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Зазнобин И.А., Хорунжев Г.А., Еселевич М.В. и др., Письма в Астрон. журн. **44**, 297 (2018) [R.A. Burenin et al., Astron. Lett. **44**, 297 (2018)].
4. ван Доккум (P.G. van Dokkum), PASP **113**, 1420 (2001).
5. Даи и др. (Y.S. Dai, M. Elvis, J. Bergeron, G. Fazio, et al.), Astrophys. J. **791**, 113 (2014).
6. Дей и др. (A. Dey, D.J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, et al.), Astron. J. **157**, 168 (2019).
7. Колодзиг и др. (A. Kolodzig, M. Gilfanov, R. Sunyaev, S. Sazonov, and M. Brusa), Astron. Astrophys. **558**, A89 (2013).
8. Колодзиг и др. (A. Kolodzig, M. Gilfanov, G. Huetsi, and R. Sunyaev), Astron. Astrophys. **558**, A90 (2013).
9. Корнилов и др. (V. Kornilov, B. Safonov, M. Kornilov, N. Shatsky, O. Voziakova, S. Potanin, et al.), PASP **126**, 482 (2014).
10. Лэнг и др. (D. Lang, D. Hogg, and D. Schlegel), Astron. J. **151**, 36 (2016).
11. Мещеряков и др. (А. Мещеряков, В. Глазкова, С. Герасимов, И. Машечкин), Письма в Астрон. журн. **44**, 801 (2018). [A. Meschеryakov, et al., Astron. Lett. **44**, 735 (2018)].
12. Мещеряков (А. Мещеряков), in preparation (2020).
13. Павлинский (М.Н. Павлинский), in preparation (2020).
14. Парк и др. (D. Park, J. Woo, K. Denney, and J. Shin), Astrophys. J. **770**, 87 (2013).
15. Потанин и др. (S. Potanin, N. Shatsky, et al.), in preparation (2020).
16. Предэль (P. Predehl), in preparation (2020).

17. Райт (E.L. Wright), PASP **118**, 1711 (2006).
18. Ричардс и др. (G.T. Richards, M. Lacy, L. Storrie-Lombardi, P. Hall, S. Gallagher, D. Hines, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **166**, 470 (2006).
19. Сообщество Планка (Planck Intemediate Results XXVI: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, et al.), Astron. Astrophys. **582**, A29 (2015); arXiv:1407.6663.
20. Сюняев и др. (R. Sunyaev, et al.), готовится к печати (2020).
21. Хорунжев и др. (Г.А. Хорунжев, А.В. Мещеряков, Р.А. Буренин, А.Р. Ляпин, П.С. Медведев, С.Ю. Сазонов и др.), Письма в Астрон. журн. **46**, 155 (2020) [G.A. Khorunzhev et al., Astron. Lett. **46**, N3 (2020)].
22. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, et al.), arXiv e-prints arXiv:1612.05560, (2016).
23. Чилингарян и др. (I. Chilingarian, I. Zolotukhin, I. Katkov, and A.-L. Melchior), Astrophys. J. Suppl. Ser. **228**, 14 (2017).
24. Чилингарян, Золотухин (I. Chilingarian and I. Zolotukhin), MNRAS **419**, 1727 (2012).

ИЗУЧЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИКИ ПО ДАННЫМ О МАЗЕРАХ И РАДИОЗВЕЗДАХ С РСДБ-ИЗМЕРЕНИЯМИ ИХ ПАРАЛЛАКСОВ

© 2020 г. В. В. Бобылев[1*], О. И. Крисанова[2], А. Т. Байкова[1]

[1]*Главная астрономическая обсерватория РАН, Пулково, Россия*

[2]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 02.06.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.; принята к публикации 25.06.2020 г.

По литературным данным сформирована выборка из 256 радиоисточников, тригонометрические параллаксы и собственные движения которых измерены РСДБ-методом. Эта выборка содержит галактические мазеры, ассоциируемые с массивными протозвездами и звездами в областях активного звездообразования. В нее также включены молодые маломассивные звезды из области пояса Гулда, радионаблюдения которых осуществлялись в континууме. По этой, наиболее полной на данный момент выборке источников, получены оценки скоростей $U_\odot$, $V_\odot$, $W_\odot$ и параметров угловой скорости вращения Галактики $\Omega_0, \Omega_0^{(1)}, \ldots, \Omega_0^{(4)}$, а также получена новая оценка расстояния от Солнца до центра Галактики $R_0 = 8.15^{+0.04}_{-0.20}$ кпк. По рядам радиальных V_R и остаточных тангенциальных $\Delta V_{\rm circ}$ скоростей звезд найдены параметры галактической спиральной волны плотности. Амплитуды радиальных и тангенциальных скоростей возмущений составили $f_R = 7.0 \pm 0.9$ км/с и $f_\theta = 3.8 \pm 1.1$ км/с, длина волны возмущений $\lambda_R = 2.3 \pm 0.2$ кпк и $\lambda_\theta = 2.0 \pm 0.4$ кпк, фаза Солнца в спиральной волне $(\chi_\odot)_R = -163^\circ \pm 9^\circ$ и $(\chi_\odot)_\theta = -137^\circ \pm 10^\circ$ для принятой четырехрукавной модели спирального узора.

Ключевые слова: мазеры, области звездообразования, спиральная структура, вращение Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010820070037

ВВЕДЕНИЕ

Использование данных о молодых объектах позволяет получить важную информацию о кинематических свойствах диска Галактики. К таким объектам относятся, например, облака нейтрального водорода в тангенциальных точках, лучевые скорости которых играют важную роль при построении кривой вращения Галактики во внутренней ее области. Важны классические цефеиды, реализующие независимую шкалу расстояний, основанную на использовании зависимости период–светимость. Интерес также представляют рассеянные звездные скопления и OB-ассоциации.

Современные астрометрические РСДБ-измерения позволили достичь очень высокой точности определения кинематических характеристик источников мазерного излучения. Так, ошибка определения тригонометрических параллаксов мазеров на частоте 22 ГГц в среднем составляет около 0.01 мсд (миллисекунд дуги) и около 0.01 мсд/год (миллисекунд дуги в год) для их собственных движений при периоде наблюдений около двух и более лет (Рид, Хонма, 2014а). На данный момент такие наземные РСДБ-измерения тригонометрических параллаксов являются более точными по сравнению со спутниковыми измерениями Gaia (Прусти и др., 2016; Браун и др., 2018).

Значения параметров вращения Галактики и параметров ее спиральной структуры с использованием данных о мазерах определялись в работах Рида и др. (2014б; 2016; 2019), Бобылева, Байковой (2013; 2014а), Расторгуева и др. (2017), Хонмы и др. (2018), Хироты и др. (2020). Больше всего мазерных источников измерено в Местном рукаве, поэтому его параметры определены достаточно надежно (Сюй и др., 2013; Бобылев, Байкова, 2014в). Неплохо также определяются параметры спирального рукава Персея (Сакаи и др., 2015; Рид и др., 2019).

В последнее время при использовании большого количества мазеров достаточно уверенно определяется значение расстояния от Солнца до центра Галактики R_0, близкое к 8 кпк (Рид и др., 2019; Хирота и др., 2020). Значение линейной круговой скорости вращения Солнца вокруг центра Галактики, определяемой по мазерам, близко к 240 км/с

[*]Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

(Расторгуев и др., 2017; Рид и др., 2019; Хирота и др., 2020). Такая скорость является характерной для самых молодых объектов галактического диска. В работе Рида и др. (2019) данные о мазерах послужили для уточнения параметров ориентации галактической плоскости. В целом с мазерными источниками связаны большие ожидания в уточнении структурных и динамических параметров Галактики. Например, в работе Хонмы и др. (2015) показано, что значения R_0 и V_0 будут определены с ошибками около 1% при использовании выборки из 500 мазеров.

Локальные параметры вращения Галактики известны уже довольно хорошо. Достигнуто это благодаря использованию массовых измерений тригонометрических параллаксов и собственных движений звезд таких каталогов, как Hipparcos (1997) и Gaia. Только мазерные источники позволяют в настоящее время проследить структуру и кинематику галактического диска в очень широком интервале галактоцентрических расстояний R. Классические цефеиды могут составить "конкуренцию" мазерам, но это звезды уже более возрастные, и, например, они не так явно связаны со спиральной структурой.

Целями настоящей работы являются: а) создание на основе литературных данных базы данных о радиоисточниках, тригонометрические параллаксы и собственные движения которых измерены РСДБ-методом и б) оценка параметров вращения Галактики с использованием этих данных.

МЕТОД

Основные уравнения

Из наблюдений известны следующие величины: прямое восхождение и склонение — α и δ, параллакс π, собственные движения по прямому восхождению и склонению — $\mu_\alpha\cos\delta$ и μ_δ, лучевая скорость V_r. От α и δ не сложно перейти к галактическим долготе и широте l и b; параллакс дает гелиоцентрическое расстояние r, так как $r = 1/\pi$; данные собственные движения можно перевести в собственные движения в галактической системе координат — $\mu_l\cos b$ и μ_b. Таким образом, мы знаем 3 составляющие скорости звезды: V_r и 2 проекции тангенциальной скорости — $V_l = kr\mu_l\cos b$ и $V_b = kr\mu_b$, где $k = 4.74$ км/с, и V_r, V_l, V_b выражены в км/с (собственные движения даны в мсд/год, а гелиоцентрические расстояния — в кпк).

Рассмотрим кинематическую модель Галактики с предположением, что центроиды движутся по круговым орбитам вокруг оси симметрии Галактики в плоскостях, параллельных ее основной плоскости (т.е. скорость вращения не зависит от высоты объекта z над плоскостью диска). В 1924–1925 гг. Ботлингер вывел формулы, описывающие влияние кругового вращения центроидов на наблюдаемые лучевые V_r и тангенциальные ΔV_τ скорости звезд:

$$\begin{aligned} \Delta V_r &= R_0(\Omega - \Omega_0)\sin l\cos b \\ \Delta V_\tau &= R_0(\Omega - \Omega_0)\cos l - \Omega r\cos b, \end{aligned} \tag{1}$$

где R_0 — расстояние от Солнца до центра Галактики, $\Omega(R)$ — угловая скорость вращения Галактики, $\Omega_0 = \Omega(R_0)$ — угловая скорость вращения Галактики на солнечном круге. Функцию $\Omega(R)$ можно разложить в ряд Тейлора по степеням $(R - R_0)$:

$$\begin{aligned} \Omega(R) = \Omega(R_0) + \Omega'(R_0)(R - R_0) + \\ + \Omega''(R_0)(R - R_0)^2/2! + \ldots . \end{aligned} \tag{2}$$

Ограничиваясь n-й производной в предыдущем соотношении и учитывая, что в наблюдаемые лучевую и тангенциальную скорости входит пекулярное движение Солнца, можем получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} V_r = -U_\odot\cos b\cos l - V_\odot\cos b\sin l + \\ + R_0(R - R_0)\sin l\cos b\Omega'_0 - W_\odot\sin b + \\ + R_0(R - R_0)^2\sin l\cos b\Omega''_0/2 + \ldots + \\ + R_0(R - R_0)^n\sin l\cos b\Omega_0^{(n)}/n!, \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned} V_l = U_\odot\sin l - V_\odot\cos l - r\Omega_0\cos b + \\ + (R - R_0)(R_0\cos l - r\cos b)\Omega'_0 + \\ + (R - R_0)^2(R_0\cos l - r\cos b)\Omega''_0/2 + \ldots + \\ + (R - R_0)^n(R_0\cos l - r\cos b)\Omega_0^{(n)}/n!, \end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned} V_b = U_\odot\cos l\sin b + V_\odot\sin l\sin b - \\ - R_0(R - R_0)\sin l\sin b\Omega'_0 - W_\odot\cos b - \\ - R_0(R - R_0)^2\sin l\sin b\Omega''_0/2 - \ldots - \\ - R_0(R - R_0)^n\sin l\sin b\Omega_0^{(n)}/n!, \end{aligned} \tag{5}$$

где $U_\odot$, $V_\odot$, $W_\odot$ — компоненты пекулярной скорости анализируемой выборки звезд относительно Местного Стандарта Покоя (МСП), где МСП — точка, движущаяся по круговой орбите вокруг центра Галактики, направленные вдоль осей прямоугольной галактической системы координат, $\Omega_0^{(i)}$ — i-я производная угловой скорости на солнечном круге.

Иногда для простоты скорости $U_\odot$, $V_\odot$, $W_\odot$ называют компонентами пекулярной скорости Солнца. Хотя известно, что компонента скорости $V_\odot$ подвержена влиянию такого эффекта, как асимметричный дрейф (эффект отставания центроидов), что выявляется при изучении движений звезд различного возраста. Кроме того, при анализе самых молодых звезд в скоростях $U_\odot$ и $V_\odot$ проявляется влияние галактической спиральной волны плотности (Бобылев, Байкова, 2014б).

Уравнения (3)–(5) решаются совместно или по отдельности относительно параметров ($U_\odot$, $V_\odot$, $W_\odot, \Omega_0, \Omega'_0, \ldots, \Omega_0^{(n)}$) при фиксированном значении порядка разложения n и параметра R_0. Угловая скорость на солнечном радиусе и ее производные в сочетании с R_0 определяют характер кривой вращения в солнечной окрестности, так как:

$$V_{\rm circ} = R \cdot \Omega(R) = R[\Omega_0 + (R - R_0)\Omega'_0 + + (R - R_0)^2\Omega''_0/2! + \ldots]. \quad (6)$$

Также нужно ввести круговую скорость вращения на солнечном радиусе V_0 и две постоянные Оорта A и B:

$$V_0 = \Omega_0 R_0, \quad (7)$$
$$A = -0.5\Omega'_0 R_0,$$
$$B = -\Omega_0 + A.$$

Прямоугольные компоненты пространственных скоростей звезд вычисляются по формулам:

$$U = V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \quad (8)$$
$$V = V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b,$$
$$W = V_r \sin b + V_b \cos b.$$

С использованием U и V круговая скорость $V_{\rm circ}$, направленная вдоль вращения Галактики, выражается как:

$$V_{\rm circ} = U \sin\theta + (V_0 + V)\cos\theta, \quad (9)$$

где угол θ удовлетворяет соотношению $\tan\theta = -Y/X$, где X и Y — галактоцентрические прямоугольные координаты звезды.

Метод наименьших квадратов

Для определения параметров кривой вращения уравнения (3)–(5) решаются совместно или по отдельности взвешенным методом наименьших квадратов (МНК) с весами вида:

$$w_r = S_0/\sqrt{S_0^2 + \sigma^2_{V_r}}, \quad (10)$$
$$w_l = S_0/\sqrt{S_0^2 + \sigma^2_{V_l}},$$
$$w_b = S_0/\sqrt{S_0^2 + \sigma^2_{V_b}},$$

где σ_{V_r}, σ_{V_l}, σ_{V_b} — дисперсии ошибок соответствующих наблюдаемых скоростей, S_0 — "космическая" дисперсия. Значение S_0 сопоставимо со среднеквадратической невязкой σ_0 (ошибкой единицы веса), получаемой при решении условных уравнений вида (3)–(5), и в данной работе принимается равным 12 км/с.

Однако при данном подходе необходимо зафиксировать значение нелинейного параметра R_0. К настоящему моменту имеется ряд исследований, в которых среднее значение расстояния от Солнца до центра Галактики выводится на основе индивидуальных определений этой величины, полученных в последнее десятилетие независимыми методами. Например, $R_0 = 8.0 \pm 0.2$ кпк (Валле, 2017а), $R_0 = 8.3 \pm 0.2$ (стат.) ± 0.4 (сист.) кпк (де Грийс, Боно, 2017) или $R_0 = 8.0 \pm 0.3$ кпк (2σ) (Камарильо и др., 2018).

Также стоит отметить высокоточные измерения R_0, полученные в последнее время. Например, Абутер и др. (2019) получили $R_0 = 8.178 \pm 0.013$ (стат.) ± 0.022 (сист.) кпк из анализа шестнадцатилетнего ряда наблюдений движения звезды $S2$ вокруг массивной черной дыры $SgrA^*$ в центре Галактики. На основе независимого анализа орбиты звезды $S2$ Ду и др. (2019) нашли $R_0 = 7.946 \pm 0.050$ (стат.) ± 0.032 (сист.) кпк. Принимая во внимание перечисленные исследования, при решении условных уравнений взвешенным линейным МНК в данной работе расстояние от Солнца до центра Галактики принимается равным $R_0 = 8.0 \pm 0.15$ кпк. Для исключения грубой погрешности решение уравнений проводится минимум двумя итерациями с исключением крупных невязок по критерию 3σ.

Рассмотрим систему условных уравнений в общем виде:

$$y = f(X, \mathbf{a}), \quad (11)$$

где X — известные величины, y — измерения с весами w, a — вектор искомых значений, f — заданная функция. Пусть M — число искомых параметров, а N — число уравнений в системе и $N > M$. Тогда размерность векторов y и w будет равна N.

Один из методов решения такой системы состоит в численном поиске минимума суммы квадратов невязок:

$$\sigma^2(\mathbf{a}) = \frac{1}{N_{\rm free}} \sum_{j=1}^{N} w_j (y_j - f(x_j, \mathbf{a}))^2, \quad (12)$$

где $N_{\rm free} = N - M$.

Для нашей системы уравнений (3)–(5) вектор искомых параметров представляется в виде

$$\mathbf{a} = (R_0, U_0, V_0, W_0, \Omega_0, \Omega'_0, \ldots, \Omega_0^{(n)}). \quad (13)$$

$M = n + 5$, где n — порядок разложения по Ω_0. N будет равно числу объектов, умноженному на количество компонент наблюдаемых скоростей, участвующих в решаемой системе (например, при получении параметров только по компонентам V_l и V_b — уравнения (4), (5) — общее число уравнений в системе составит 2∗ число объектов), f описывается одним из уравнений (3)–(5), веса w_j имеют вид (9).

В нашем случае единственным нелинейным параметром является $R_0 \equiv a_1$. Поэтому мы можем исключить данный параметр путем его фиксации. Введем обозначения: $(a_1)_0 \equiv \min \sigma^2(a_1)$, $\sigma_0^2 = \sigma^2((a_1)_0)$. При фиксации a_1 система становится линейной, и мы можем применить линейный МНК. По зависимости $\sigma^2(a_1)$ находится минимум $(a_1)_0$, и решение МНК с ним даст нам точечную оценку остальных параметров: $(a_2)_0, \ldots, (a_M)_0$.

Ошибки (доверительные интервалы) параметров могут быть определены с использованием статистики

$$\chi(\mathbf{a}) = \sum_{j=1}^{N} \left(\frac{y_j - f_j(\mathbf{a})}{\sigma_j} \right)^2, \qquad (14)$$

где σ_j — истинные ошибки измерений y_j, которые считаются известными. Введем обозначения:

$$\chi_0^2 \equiv \min \chi^2(\mathbf{a}) = \chi^2(\mathbf{a}_0), \qquad (15)$$

$$\mathbf{a}_0 = [(a_1)_0, \ldots, (a_M)_0], \qquad (16)$$

$$\chi_1^2(a_m) \equiv \min_{a_m = \text{const}} \chi^2(\mathbf{a}). \qquad (17)$$

При уровне значимости 1σ границы доверительного интервала определяются из уравнения

$$\chi_1^2(a_m) = \chi_0^2 + 1. \qquad (18)$$

Тогда итоговые оценки параметров представимы в виде $a_m = (a_m)_0{}^{+\sigma_m^+}_{-\sigma_m^-}$, где σ_m^-, σ_m^+ — корни (17).

В действительности σ_j не известны, а известны веса w_j. Их масштаб можно исправить при помощи σ_0 — средней ошибки единицы веса:

$$w_j = \tilde{\sigma}_j^{-2}; \quad \sigma_j = \sigma_0 \tilde{\sigma}_j = \frac{\sigma_0}{w_j}, \qquad (19)$$

где $\sigma_0^2 \equiv \min \sigma^2(\mathbf{a}) = \sigma^2(\mathbf{a}_0)$. С σ_j, вычисляемой по формуле (18), уравнение (17) может быть переписано:

$$\sigma_1^2(a_m) = \sigma_0^2 \left(1 + \frac{1}{N_{\text{free}}} \right), \qquad (20)$$

$$\sigma_1^2(a_m) = \min_{a_m = \text{const}} \sigma^2(\mathbf{a}). \qquad (21)$$

Уравнение (20) решается для всех параметров a_m.

Спектральный анализ

Влияние спиральной волны плотности в радиальных V_R и остаточных тангенциальных скоростях ΔV_{circ} является периодическим с амплитудой около 10 км/с. Согласно линейной теории волн плотности (Линь, Шу, 1964), оно описывается соотношениями следующего вида

$$V_R = -f_R \cos \chi, \qquad (22)$$

$$\Delta V_{\text{circ}} = f_\theta \sin \chi,$$

где

$$\chi = m[\text{ctg}(i) \ln(R/R_0) - \theta] + \chi_\odot \qquad (23)$$

— фаза спиральной волны (m — количество спиральных рукавов, i — угол закрутки спирального узора, $\chi_\odot$ — радиальная фаза Солнца в спиральной волне); f_R и f_θ — амплитуды возмущений радиальных и тангенциальных скоростей, которые считаются положительными.

Для изучения периодичностей в скоростях V_R и ΔV_{circ} применяем спектральный (периодограммный) анализ. Длина волны λ (расстояние между соседними отрезками спиральных рукавов, отсчитываемое вдоль радиального направления) вычисляется на основе соотношения

$$2\pi R_0/\lambda = m\, \text{ctg}(i). \qquad (24)$$

Пусть имеется ряд измеренных скоростей V_{R_n} (это могут быть радиальные V_R или тангенциальные ΔV_{circ} скорости), $n = 1, 2, \ldots, N$, где N — число объектов. Задачей спектрального анализа является выделение периодичности из ряда данных в соответствии с принятой моделью, описывающей спиральную волну плотности с параметрами f, λ (или i) и $\chi_\odot$.

В результате учета логарифмического характера спиральной волны, а также позиционных углов объектов θ_n, наш спектральный анализ рядов возмущений скоростей сводится к вычислению квадрата амплитуды (спектра мощности) стандартного преобразования Фурье (Байкова, Бобылев, 2012):

$$\bar{V}_{\lambda_k} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} V'_n(R'_n) \exp\left(-j \frac{2\pi R'_n}{\lambda_k} \right), \qquad (25)$$

где $\bar{V}_{\lambda_k}$ — k-я гармоника преобразования Фурье с длиной волны $\lambda_k = D/k$, D — период анализируемого ряда,

$$R'_n = R_0 \ln(R_n/R_0), \qquad (26)$$
$$V'_n(R'_n) = V_n(R'_n) \times \exp(jm\theta_n).$$

Пиковому значению спектра мощности S_{peak} соответствует искомая длина волны λ. Угол закрутки спиральной волны плотности находится из выражения (23). Амплитуду и фазу возмущений мы находим в результате подгонки гармоники с найденной длиной волны к измеренным данным.

В итоге наш подход состоит из двух этапов: а) построение гладкой кривой вращения Галактики и б) спектральный анализ радиальных V_R и остаточных тангенциальных ΔV_{circ} скоростей.

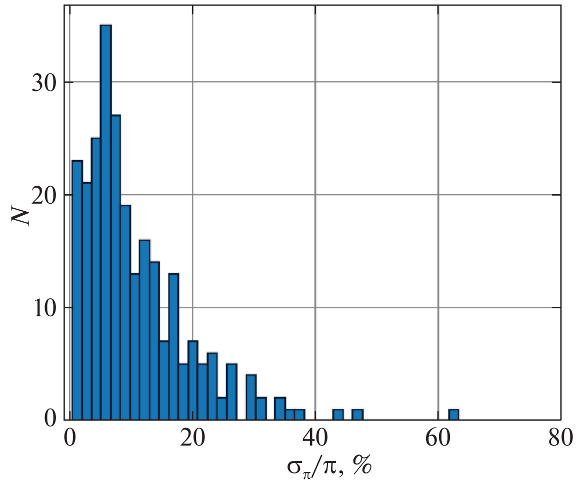


Рис. 1. Распределение относительных ошибок параллаксов в исходной выборке мазеров.

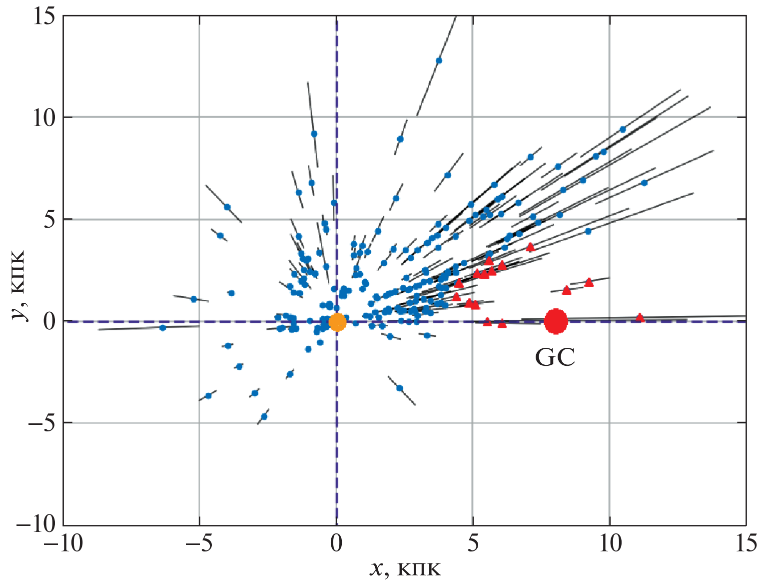


Рис. 2. Распределение мазеров в проекции на плоскость xy, оранжевая точка соответствует положению Солнца, а красный кружок и обозначение GC — центру Галактики.

ДАННЫЕ

Источниками мазерного излучения являются звезды с обширными оболочками, в которых возникает эффект накачки. Это могут быть как молодые звезды и протозвезды различной массы, так и старые звезды, например, мириды. В настоящей работе отобраны только молодые объекты, тесно связанные с областями активного звездообразования.

Наш список данных о мазерных источниках с измеренными тригонометрическими параллаксами объединяет две крупные компилляции, а именно, Рида и др. (2019) и Хироты и др. (2020) с привлечением нескольких результатов, опубликованных различными авторами в 2020 г. Ридом и др. (2019) собрана информация о 199 мазерах, которые наблюдались на различных частотах в рамках проекта BeSSeL (The Bar and Spiral Structure Legacy Survey [1]). В работе Хироты и др. (2020) представлен каталог из 99 источнков, которые наблюдались на частоте 22 ГГц в рамках японской программы VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry[2]). Причем между выборками Рида и др. (2019) и Хироты и др. (2020) имеется большой процент общих измерений. Нами также добавлены несколько новых определений параллаксов ряда мазерных источников во внешнем спиральном рукаве (Сакаи

[1]http://bessel.vlbi-astrometry.org
[2]http://veraserver.mtk.nao.ac.jp

Таблица 1. Найденные кинематические параметры

Параметры	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$
R_0, кпк	$9.38^{+0.27}_{-0.14}$	$8.15^{+0.10}_{-0.09}$	$8.15^{+0.04}_{-0.20}$	$8.15^{+0.04}_{-0.20}$
$U_\odot$, км/с	$4.33^{+1.53}_{-1.55}$	$7.64^{+1.24}_{-1.25}$	$7.79^{+1.23}_{-1.27}$	$7.79^{+1.23}_{-1.26}$
$V_\odot$, км/с	$6.99^{+1.54}_{-1.58}$	$13.64^{+1.23}_{-1.26}$	$15.04^{+1.24}_{-1.25}$	$15.09^{+1.22}_{-1.27}$
$W_\odot$, км/с	$8.57^{+1.48}_{-1.49}$	$8.57^{+1.18}_{-1.23}$	$8.57^{+1.18}_{-1.23}$	$8.57^{+1.18}_{-1.23}$
Ω_0, км/с/кпк	$28.94^{+0.41}_{-0.42}$	$29.16^{+0.33}_{-0.34}$	$29.01^{+0.33}_{-0.34}$	$29.00^{+0.33}_{-0.34}$
Ω'_0, км/с/кпк^2	$-2.804^{+0.075}_{-0.075}$	$-4.086^{+0.068}_{-0.069}$	$-3.901^{+0.068}_{-0.069}$	$-3.927^{+0.068}_{-0.069}$
Ω''_0, км/с/кпк^3	–	$0.717^{+0.032}_{-0.032}$	$0.831^{+0.032}_{-0.032}$	$0.848^{+0.031}_{-0.032}$
Ω'''_0, км/с/кпк^4	–	–	$-0.104^{+0.018}_{-0.019}$	$-0.084^{+0.018}_{-0.019}$
$\Omega^{(4)}_0$, км/с/кпк^5	–	–	–	$-0.017^{+0.013}_{-0.014}$
σ_0, км/с	15.84	12.87	12.82	12.83

и др., 2019) и уточненные параметры источника V838 Mon (Ортиз-Леон и др., 2020).

Помимо источников мазерного излучения, в районе пояса Гулда выполнены высокоточные РСДБ-измерения тригонометрических параллаксов и собственных движений ряда маломассивных звезд (типа Т Тельца) при наблюдении в континууме. Такие наблюдения осуществлены в рамках программы GOBELINS (Gould's Belt Distances Survey). Мы использовали данные об около 30 таких звездах из работ Кункель и др. (2017), Галли и др. (2018) и Ортиз-Леон и др. (2018). Все эти звезды расположены не далее 500 пк от Солнца.

Итоговая наша выборка содержит 256 радиоисточников с известными положениями и пространственными скоростями. На рис. 1 представлена гистограмма распределения относительных ошибок параллаксов в этой выборке. Для получения кинематических параметров были исключены все мазеры, имеющие галактоосевое расстояние R менее 4 кпк, где имеется ощутимое влияние галактического бара. Полученная после этого итоговая выборка содержит 239 объектов.

Распределение мазеров в проекции на галактическую плоскость xy дано на рис. 2. Синими точками отмечены мазеры, оставшиеся в итоговой выборке, красными треугольниками — исключенные из рассмотрения. Оранжевая точка соответствует положению Солнца, а красный кружок — центру Галактики. Также на графике изображены ошибки расстояний мазеров. Благодаря тому, что основные наблюдения выполнены пока только из северного полушария Земли, практически заполнена лишь половина галактической плоскости.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Параметры галактического вращения

На рис. 3 представлены профили функции $\sigma^2(R_0)$ для рассматриваемых порядков разложения Ω_0: $n=\{1,2,3,4\}$.

В табл. 1 представлены оценки искомых параметров с их доверительными интервалами. На рис. 4 даны кривые вращения для трех вариантов разложения $\Omega_0 : n=\{2,3,4\}$. Как можно видеть из рис. 4, увеличение определяемых неизвестных ведет к расширению доверительной области, особенно заметному при больших R. Из трех представленных на рисунке случаев лучше выбирать вариант, при котором кривая вращения наиболее близка к плоской. Так, на рис. 4а кривая слишком

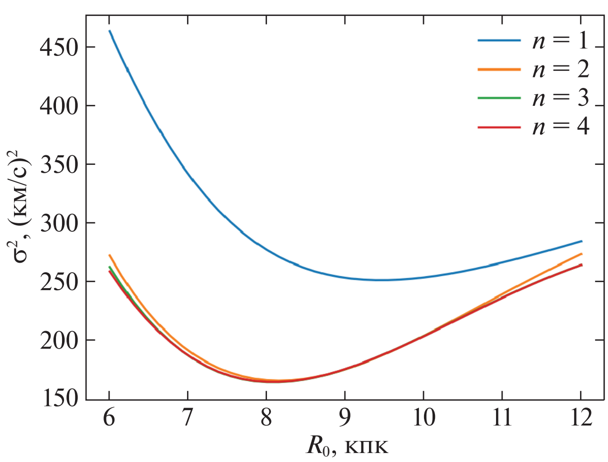


Рис. 3. Профиль σ^2 в зависимости от R_0 для разных порядков разложения по Ω_0.

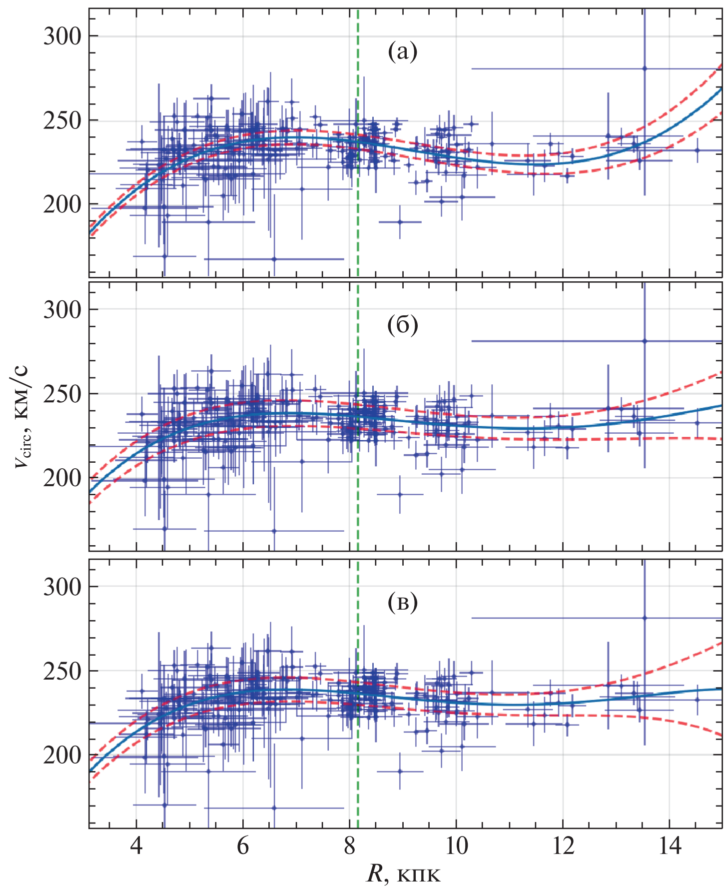


Рис. 4. Скорости вращения мазеров $V_{\rm circ}$ в зависимости от R, даны кривые вращения при порядке разложения угловой скорости $n = 2$ (а), $n = 3$ (б) и $n = 4$ (в), указаны доверительные области, соответствующие уровню 1σ, вертикальной линией отмечено положение Солнца.

рано (при $R \sim 13$ кпк) уходит вверх. Кривая на рис. 4в излишне отличается от плоской на больших R. Например, для получения остаточных скоростей цефеид $\Delta V_{\rm circ}$ с целью их спектрального анализа лучше подходит вариант с тремя ($n = 3$) производными угловой скорости (рис. 4б). Как видно из таблицы, для этого варианта ошибка единицы веса имеет минимальное значение, $\sigma_0 = 12.82$ км/с.

Для варианта $n = 3$ можем оценить, считая ошибки симметричными, следующие величины: $V_0 = 236.4 \pm 4.4$ км/с для $R_0 = 8.15 \pm 0.12$ кпк, $\Omega_\odot = 30.51 \pm 0.34$ км/с/кпк, где $\Omega_\odot = \Omega_0 + V_\odot/R$, а значение скорости $V_\odot = 12.24$ км/с берем из работы Шонриха и др. (2010). Здесь $\Omega_\odot$ — угловая скорость вращения Солнца вокруг центра Галактики.

Расторгуевым и др. (2017) по данным о 130 галактических мазерах с измеренными тригонометрическими параллаксами были найдены компоненты скорости Солнца $(U_\odot, V_\odot) = (11.40, 17.23) \pm \pm (1.33, 1.09)$ км/с, и следующие значения параметров кривой вращения Галактики: $\Omega_0 = 28.93 \pm \pm 0.53$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -3.96 \pm 0.07$ км/с/кпк^2 и $\Omega''_0 = 0.87 \pm 0.03$ км/с/кпк^3, $V_0 = 243 \pm 10$ км/с для найденного значения $R_0 = 8.40 \pm 0.12$ кпк.

В работе Рида и др. (2019) по выборке из 147 мазеров были найдены следующие значения двух важнейших кинематических параметров: $R_0 = = 8.15 \pm 0.15$ кпк и $\Omega_\odot = 30.32 \pm 0.27$ км/с/кпк, где $\Omega_\odot = \Omega_0 + V_\odot/R$. Значение скорости $V_\odot = = 12.24$ км/с было взято из работы Шонриха и др. (2010). Эти авторы использовали разложение в ряд линейной скорости вращения Галактики.

На основе аналогичного подхода Хирота и др. (2020) из анализа 99 мазеров, которые наблюдались по программе VERA, получили следующие оценки: $R_0 = 7.92 \pm 0.16\,(\text{стат.}) \pm 0.3$ (сист.) кпк и $\Omega_\odot = 30.17 \pm 0.27\,(\text{стат.}) \pm 0.3$ (сист.) км/с/кпк, где $\Omega_\odot = \Omega_0 + V_\odot/R$, а значение скорости $V_\odot = = 12.24$ км/с также было взято из работы Шонриха и др. (2010).

Интересно также отметить работу Аблимита и др. (2020), в которой для построения кривой вращения Галактики были использованы около 3500 классических цефеид с собственными движениями

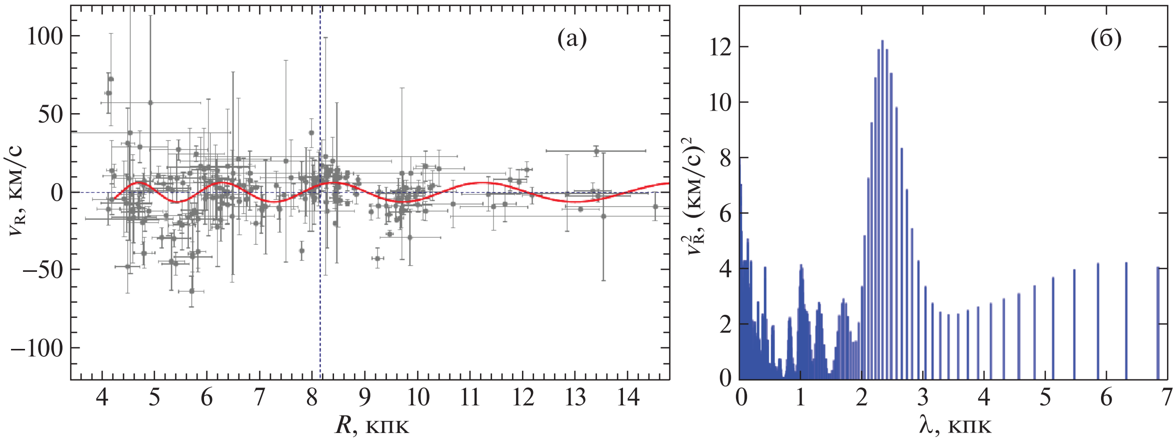


Рис. 5. Радиальные скорости мазеров в зависимости от галактоцентрического расстояния, вертикальной пунктирной линией отмечены положение Солнца (а) и спектр мощности радиальных скоростей (б).

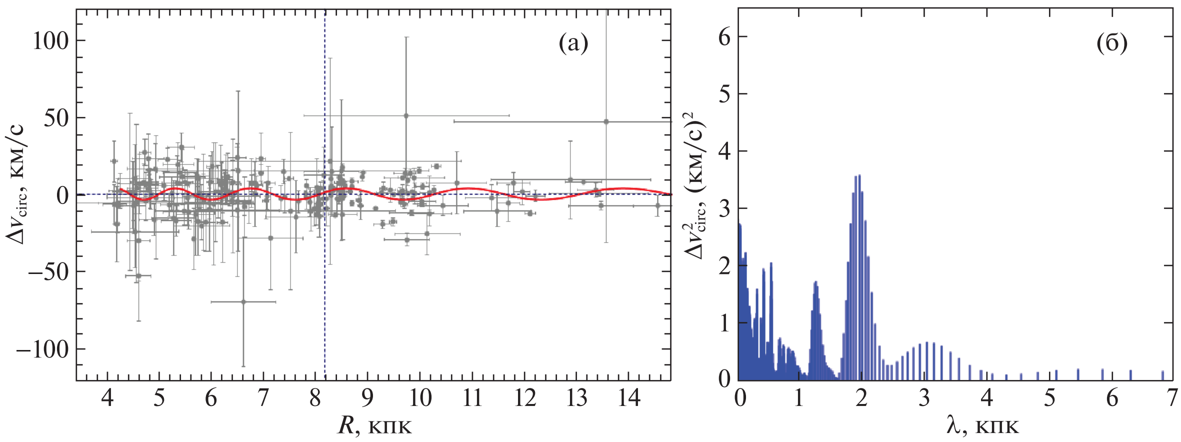


Рис. 6. Остаточные тангенциальные скорости мазеров в зависимости от галактоцентрического расстояния, вертикальной пунктирной линией отмечены положение Солнца (а) и спектр мощности остаточных тангенциальных скоростей (б).

из каталога Gaia DR2. По цефеидам этой выборки кривая вращения Галактики была построена на интервале расстояний R : 4–19 кпк. Круговая скорость вращения околосолнечной окрестности была найдена с очень высокой точностью, ее значение составило $V_0 = 232.5 \pm 0.9$ км/с.

Параметры спиральной волны плотности

Для спектрального анализа использовались 239 звезд, расположенных в интервале расстояний R от 4 до 15 кпк. Для дальнейшего анализа остаточных тангенциальных скоростей была выбрана кривая вращения с тремя производными ($n = 3$ из табл. 1). По отклонению от нее были вычислены остаточные круговые скорости $\Delta V_{\rm circ}$. Все вычисления здесь проведены со значением $R_0 = 8.15$ кпк.

По рядам радиальных V_R и остаточных тангенциальных $\Delta V_{\rm circ}$ скоростей для принятой четырехрукавной модели спирального узора ($m = 4$) были найдены следующие значения параметров: амплитуды радиальных и тангенциальных скоростей возмущений составили $f_R = 7.0 \pm 0.9$ км/с и $f_\theta = 3.8 \pm 1.1$ км/с, длина волны возмущений $\lambda_R = 2.3 \pm 0.2$ кпк и $\lambda_\theta = 2.0 \pm 0.4$ кпк, а значения фазы Солнца в спиральной волне $(\chi_\odot)_R = -163^\circ \pm 9^\circ$ и $(\chi_\odot)_\theta = -137^\circ \pm 10^\circ$.

Для четырехрукавного спирального узора для значения $\lambda_R = 2.3 \pm 0.2$ кпк по формуле (23) можем вычислить угол закрутки $i = 10.2 \pm 1.0^\circ$. Такое значение находится в согласии с оценками других авторов, которые заключены в интервале $9^\circ - 16^\circ$ (Валле, 2017б; Никифоров, Веселова, 2018; Рид и др., 2019).

На рис. 5 даны радиальные скорости мазеров в зависимости от галактоцентрического расстояния, а также спектр мощности радиальных скоростей. На рис. 6 даны остаточные тангенциальные скорости мазеров и их спектр мощности.

Анализ современных данных показывает, что в широкой окрестности R_0 скорости f_R и f_θ обычно составляют 4–9 км/с, а значение длины волны λ заключено в интервале 2–3 кпк. Особый интерес представляют результаты определения этих параметров отдельно по радиальным и тангенциальным скоростям звезд.

Из анализа около 200 цефеид из каталога HIPPARCOS (1997) Бобылев, Байкова (2012) нашли $f_R = 6.8 \pm 0.7$ км/с и $f_\theta = 3.3 \pm 0.5$ км/с, $\lambda = 2.0 \pm 0.1$ кпк, $\chi_\odot = -193° \pm 5°$. В работе Дамбиса и др. (2015) из анализа пространственного распределения большой выборки классических цефеид были получены оценки угла закрутки спирального узора $i = -9.5° \pm 0.1°$ и фазы Солнца $\chi_\odot = -121° \pm 3°$ для модели четырехрукавного спирального узора.

По 130 мазерным источникам с измеренными тригонометрическими параллаксами в работе Расторгуева и др. (2017) найдено $f_R = 6.9 \pm 1.4$ км/с и $f_\theta = 2.8 \pm 1.0$ км/с, фаза Солнца $\chi_\odot = -125° \pm \pm 10°$. По около 500 OB-звездам из каталога Gaia DR2 Бобылевым, Байковой (2018) найдено $f_R = = 7.1 \pm 0.3$ км/с и $f_\theta = 6.5 \pm 0.4$ км/с, $\lambda_R = 3.3 \pm \pm 0.1$ кпк и $\lambda_\theta = 2.3 \pm 0.2$ кпк, $(\chi_\odot)_R = -135° \pm \pm 5°$ и $(\chi_\odot)_\theta = -123° \pm 8°$. Отметим также новые значения $f_R = 4.6 \pm 0.7$ км/с и $f_\theta = 1.1 \pm 0.4$ км/с, полученные в недавней работе Локтина, Поповой (2019) из анализа современных данных о рассеянных звездных скоплениях.

Таким образом, полученные в настоящей работе значения скоростей возмущений f_R и f_θ, длины волны λ_R и λ_θ, а также фазы Солнца в спиральной волне плотности $(\chi_\odot)_R$ и $(\chi_\odot)_\theta$ находятся в хорошем согласии с результатами определения этих параметров, полученными другими авторами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По литературным данным сформирована выборка из 256 радиоисточников, тригонометрические параллаксы и собственные движения которых измерены РСДБ-методом. Подавляющее большинство выборки составляют галактические источники мазерного излучения, ассоциируемые с массивными протозвездами и звездами, расположенными в областях активного звездообразования. В нашу выборку также были включены РСДБ-измерения ряда молодых маломассивных звезд из области пояса Гулда, наблюдаемых в континууме.

В области $R < 4$ кпк очень сильно влияние галактического бара на пространственные скорости звезд. Это приводит к большой дисперсии круговых скоростей в этой зоне. Поэтому для кинематического анализа были взяты объекты, лежащие в интервале расстояний $R: 4$–15 кпк. По этой выборке из 239 источников получены оценки скоростей $U_\odot, V_\odot, W_\odot$ и параметров угловой скорости вращения Галактики Ω_0, $\Omega_0^{(i)}$, $i = 1, \ldots, 4$ а также получена новая оценка $R_0 = 8.15^{+0.04}_{-0.20}$ кпк. Для дальнейшего анализа остаточных тангенциальных $\Delta V_{\rm circ}$ скоростей была выбрана кривая вращения с тремя производными ($n = 3$).

По рядам радиальных V_R и остаточных тангенциальных $\Delta V_{\rm circ}$ скоростей звезд с применением периодограммного анализа найдены параметры галактической спиральной волны плотности. Амплитуды радиальных и тангенциальных скоростей возмущений составили $f_R = 7.0 \pm 0.9$ км/с и $f_\theta = = 3.8 \pm 1.1$ км/с, длина волны возмущений $\lambda_R = = 2.3 \pm 0.2$ кпк и $\lambda_\theta = 2.0 \pm 0.4$ кпк для принятой четырехрукавной модели спирального узора ($m = = 4$). Фаза Солнца в спиральной волне составила $(\chi_\odot)_R = -163° \pm 9°$ и $(\chi_\odot)_\theta = -137° \pm 10°$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аблимит и др. (I. Ablimit, G. Zhao, C. Flynn, and S.A. Bird), Astrophys. J. Lett. **895**, 12 (2020).
2. Абутер и др. (Gravity Collaboration, R. Abuter, A. Amorim, N. Bauböck, J.P. Berger, H. Bonnet, W. Brandner, Y. Clénet, V. Coudé du Foresto, et al.), Astron. Astrophys. **625**, L10 (2019).
3. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **38**, 715 (2012) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. **38**, 638 (2012)].
4. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **39**, 899 (2013) [V.V. Bobylev et al., Astron. Lett. **39**, 809 (2013)].
5. Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), MNRAS **473**, 1549 (2014а).
6. Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), MNRAS **441**, 142 (2014б).
7. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **40**, 840 (2014в) [V.V. Bobylev et al., Astron. Lett. **40**, 783 (2014в)].
8. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **44**, 739 (2018) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. **44**, 675 (2018)].
9. Браун и др. (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. Astrophys. **616**, 1 (2018).
10. Валле (J.P. Vallée), Astrophys. Space Science **362**, 79 (2017а).
11. Валле (J.P. Vallée), New Astron. Rev. **79**, 49 (2017б).
12. Галли и др. (P.A.B. Galli, L. Loinard, G.N. Ortiz-Léon, M. Kounkel, S.A. Dzib, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodriguez, L. Hartmann, et al.), Astrophys. J. **859**, 33 (2018).
13. Де Грийс, Боно (R. de Grijs and G. Bono), Astrophys. J. Suppl. Ser. **232**, 22 (2017).

14. Дамбис А.К., Бердников Л.Н., Ефремов Ю.Н., Князев А.Ю., Расторгуев А.С., Глушкова и др., Письма в Астрон. журн. **41**, 533 (2015) [A.K. Dambis, et al., Astron. Lett. **41**, 489 (2015)].
15. Ду и др. (T. Do, A. Hees, A. Ghez, G.D. Martinez, D.S. Chu, S. Jia, S. Sakai, J.R. Lu, et al.), Science **365**, 664 (2019).
16. Камарильо и др. (T. Camarillo, M. Varun, M. Tyler, and R. Bharat), PASP **130**, 4101 (2018).
17. Кункель и др. (M. Kounkel, L. Hartmann, L. Loinard, G.N. Ortiz-León, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodriguez, S.A. Dzib, R.M. Torres, et al.), Astrophys. J. **834**, 142 (2017).
18. Линь, Шу (C.C. Lin and F.H. Shu), Astrophys. J. **140**, 646 (1964).
19. Локтин А.В., Попова М.Э., Астрофиз. Бюлл. **74**, 289 (2019) [A.V. Loktin, et al., Astrophys. Bull. **74**, 270 (2019)].
20. Никифоров И.И., Веселова А.В., Письма в Астрон. журн. **44**, 102 (2018) [I.I. Nikiforov et al., Astron. Lett. **44**, 81 (2018)].
21. Ортиз-Леон и др. (G.N. Ortiz-León, L. Loinard, S.A. Dzib, P.A.B. Galli, M. Kounkel, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodriguez, R.M. Torres, et al.), Astrophys. J. **865**, 73 (2018).
22. Ортиз-Леон и др. (G.N. Ortiz-León, K.M. Menten, T. Kaminski, A. Brunthaler, M.J. Reid, and R. Tylenda), Astron. Astrophys. **638**, 17 (2020).
23. Прусти и др. (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, A. Vallenari, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, U. Bastian, M. Biermann, et al.), Astron. Astrophys. **595**, A1 (2016).
24. Расторгуев А.С., Заболотских М.В., Дамбис А.К., Уткин Н.Д., Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрофиз. Бюлл. **72**, 134 (2017) [A.S. Rastorguev, et al., Astrophys. Bull. **72**, 122 (2017)].
25. Рид, Хонма (M.J. Reid and M. Honma), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **52**, 339 (2014а).
26. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, T.M. Dame, Y. Xu, Y. Wu, B. Zhang, et al.), Astrophys. J. **783**, 130 (2014б).
27. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, X.W. Zheng, and A. Brunthaler), Astrophys. J. **823**, 77 (2016).
28. Рид и др. (M.J. Reid, N. Dame, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, Y. Xu, J. Li, N. Sakai, et al.), Astrophys. J. **885**, 131 (2019).
29. Сакаи и др. (N. Sakai, H. Nakanishi, M. Matsuo, N. Koide, D. Tezuka, T. Kurayama, K.M. Shibata, Y. Ueno, and M. Honma), PASJ **67**, 69 (2015).
30. Сакаи и др. (N. Sakai, T. Nagayama, H. Nakanishi, N. Koide, T. Kurayama, N. Izumi, T. Hirota, T. Yoshida, et al.), arXiv:1910.08146 (2019).
31. Сюй и др. (Y. Xu, J.J. Li, M.J. Reid, K.M. Menten, X.W. Zheng, A. Brunthaler, L. Moscadelli, T.M. Dame, and B. Zhang), Astrophys. J. **769**, 15 (2013).
32. Хонма и др. (M. Honma, T. Nagayama, and N. Sakai), PASJ **67**, 70 (2015).
33. Хонма и др. (M. Honma, T. Nagayama, T. Hirota, N. Sakai, T. Oyama, A. Yamauchi, I. Toshiaki, T. Handa, et al.), *Maser Astrometry and Galactic Structure Study with VLBI*. Proc. IAU Symp. **336**, 162 (2018).
34. Хирота и др. (VERA collaboration, T. Hirota, T. Nagayama, M. Honma, Y. Adachi, R.A. Burns, J.O. Chibueze, Y.K. Choi, K. Hachisuka, et al.), arXiv:2002.03089 (2020).
35. Шонрих и др. (R. Schönrich, J. Binney, and W. Dehnen), MNRAS **403**, 1829 (2010).
36. The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200 (1997).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2020, том 46, № 7, с. 480–493

СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ НАКАЧКА МАЗЕРОВ OH ВБЛИЗИ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

© 2020 г.

А. В. Нестерёнок*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25.05.2020 г.
После доработки 26.05.2020 г.; принята к публикации 26.05.2020 г.

Рассматривается столкновительная накачка мазеров OH в недиссоциативных ударных волнах C-типа около остатков сверхновых звезд. Исследуется возникновение мазерного излучения в линиях OH для различных значений параметров ударной волны — скорости ударной волны, плотности газа перед фронтом, скорости ионизации газа космическим излучением, величины магнитного поля. Наибольшее значение оптической толщины в линии 1720 МГц достигается при высоких скоростях ионизации газа $\zeta \geq 10^{-15}$ с$^{-1}$, начальной плотности $n_{\mathrm{H},0} \leq 2 \times 10^4$ см$^{-3}$ и скорости ударной волны $u_{\mathrm{s}} \geq 20$ км/с. Согласно расчетам, имеется также инверсия населенностей уровней для переходов 6049 и 4765 МГц возбужденных вращательных состояний молекулы OH. Однако оптическая толщина в этих линиях мала для всех исследуемых значений параметров ударной волны, что объясняет отсутствие детектирования мазерного излучения в этих линиях в остатках сверхновых звезд.

Ключевые слова: космические мазеры, ударные волны, сверхновые звезды.

DOI: 10.31857/S0320010820070074

ВВЕДЕНИЕ

Мазерное излучение OH наблюдается для всех переходов основного вращательного состояния молекулы $^2\Pi_{3/2}$ $j = 3/2$ — главные линии 1665 и 1667 МГц, и сателлитные линии 1612 и 1720 МГц. Мазерное излучение в линиях 1665 и 1667 МГц, как правило, ассоциируется с областями звездообразования, а мазеры в линии 1612 МГц — со звездами позднего спектрального класса (Касвелл, 1998; Киао и др., 2020). Мазеры в линии 1720 МГц наблюдаются преимущественно вблизи остатков сверхновых звезд и в областях звездообразования (Бете и др., 2019). Мазеры 1720 МГц около остатков сверхновых звезд имеют следующие отличия от мазеров в данной линии около зон HII в областях звездообразования — мазерные конденсации имеют больший размер и меньшую светимость, излучение имеет относительно низкую степень круговой и линейной поляризации ($\lesssim$10%), а магнитные поля в источниках излучения имеют в несколько раз меньшие значения (Касвелл, 1999; Хоффман и др., 2005б; Броган и др., 2013). Кроме того, другие линии основного вращательного состояния молекулы OH наблюдаются в поглощении (Хьюитт и др., 2006). Около 10% остатков сверхновых звезд в нашей Галактике обладают источниками мазерного излучения OH в линии 1720 МГц (Броган и др., 2013). Мазерное излучение 1720 МГц рассматривается как признак взаимодействия остатка сверхновой с молекулярным облаком (Фрейл и др., 1994; Фрейл, Митчелл, 1998; Вардл, Юзеф-Задэ, 2002).

Элитзур (1976) впервые показал, что мазер в линии 1720 МГц имеет столкновительный механизм накачки. Размеры областей мазерных источников около сверхновых звезд и теоретические оценки физических условий, необходимых для эффективной накачки мазеров OH, указывают на то, что мазерное излучение в линии 1720 МГц рождается в недиссоциативных магнитогидродинамических ударных волнах C-типа (Локетт и др., 1999) (описание ударных волн этого типа дано ниже). Для генерации мазерного излучения необходимы высокие колонковые концентрации OH, $N_{\mathrm{OH}} \simeq$ $\simeq 10^{16}$–10^{17} см$^{-2}$ (Локетт и др., 1999; Вардл, МакДоннел, 2012). Вардл (1999) показал на основе простой модели ударной волны, что скорость ионизации газа должна быть порядка 10^{-15} с$^{-1}$ для образования необходимого количества молекул OH за фронтом ударной волны. Ионизация газа в молекулярных облаках вблизи остатков сверхновых звезд может быть обусловлена как повышенными потоками космических лучей, так и рентгеновским излучением горячего газа, заполняющего остаток (Юзеф-Задэ и др., 2003; Хьюитт и

*Электронный адрес: alex-n10@yandex.ru

др., 2009; Шуппан и др., 2014; Фан и др., 2020). В процессе взаимодействия частиц космических лучей и/или рентгеновского излучения с молекулярным газом образуются энергичные электроны. Столкновительное возбуждение молекул H_2 энергичными электронами и последующее излучение H_2 в полосах Лаймана и Вернера является источником ультрафиолетового (УФ) излучения в молекулярном газе (Прасад, Тарафдар, 1983). Молекулы OH рождаются в реакциях фотодиссоциации молекул H_2O, а также в ион-молекулярных реакциях.

Как правило, для моделирования накачки мазеров используется модель облака, в которой физические параметры — плотность газа, колонковая концентрация излучающих молекул, температура — являются независимыми и варьируются в широком диапазоне (см., например, Локетт и др., 1999). Интенсивность излучения в мазерных линиях OH главным образом зависит от колонковой концентрации молекул за фронтом ударной волны, которая зависит от протяженности ударной волны и концентрации молекул OH. Длина ударной волны (вдоль направления движения) обратно пропорциональна плотности и скорости ионизации газа, в то время как для образования молекул OH за фронтом ударной волны необходимы высокие скорости ионизации газа. Таким образом, физические параметры — длина ударной волны и концентрация молекул OH — не являются независимыми. Физическая модель ударной волны накладывает ограничения на диапазон физических параметров, что необходимо учитывать при моделировании накачки мазеров. В наших расчетах используется модель ударной волны, опубликованная в работах Нестеренка (2018), Нестеренка и др. (2019). Целью работы является определение параметров ударной волны, необходимых для эффективной столкновительной накачки мазеров OH.

МОДЕЛЬ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С-ТИПА

Если относительная скорость сталкивающихся потоков газа выше, чем любая скорость распространения возмущений в межзвездной среде, то образуется ударная волна J-типа (от слова “jump”). В этом случае физические параметры на фронте ударной волны изменяются скачкообразно, и диссипация кинетической энергии потоков газа происходит в малой области. Это приводит к сильному нагреву газа и к диссоциации молекул. Если скорость потоков газа меньше магнитозвуковой скорости, но выше скорости звука для нейтрального компонента газа, то имеет место сжатие ионного компонента газа и магнитного поля перед фронтом ударной волны (Муллан, 1971; Дрейн, 1980). За счет рассеяния ионов на нейтральных частицах фронт ударной волны размывается, и параметры нейтрального компонента газа испытывают плавные изменения. В результате формируется ударная волна C-типа (от слова “continuous”). Молекула H_2 является основным хладагентом молекулярного газа. Поэтому ударные волны C-типа могут существовать для скоростей меньше некоторого предельного значения, при котором происходит полная диссоциация молекул H_2 на фронте ударной волны. Для плотностей и степени ионизации газа, характерных для темных молекулярных облаков, предельные скорости ударных волн C-типа примерно равны 40–60 км/с (Ле Бурло и др., 2002; Нестерёнок и др., 2019).

В работах Нестеренка (2018) и Нестеренка и др. (2019) предложена модель стационарной ударной волны C-типа, распространяющейся в плотном молекулярном облаке. Ниже перечислены основные физические процессы, которые учитываются в модели:

1. Рассматривается стационарный поток частично ионизованного газа, при этом направление магнитного поля перпендикулярно направлению скорости газа. Полагается, что магнитные силовые линии вморожены в ионный компонент газа. В начале координат задается малое рассогласование скоростей ионного и нейтрального компонент газа, которое растет вдоль потока газа. Скорости, плотности и температуры компонент газа (ионов с электронами и нейтральных частиц) как функции координат определяются из интегрирования уравнений сохранения массы, количества движения и энергии (Роберж, Дрейн, 1990). Численное интегрирование уравнений останавливается, как только разность скоростей между ионами и нейтральным компонентом газа опускается ниже некоторой заданной малой величины.

2. В модели учитывается полная сетка химических реакций — газофазные химические реакции, адсорбция и десорбция химических соединений на частицах пыли, химические реакции на поверхности частиц пыли. Сетка газофазных химических реакций была взята из базы данных UDfA 2012 (МакЭлрой и др., 2013). Скорости реакций фотодиссоциации и фотоионизации были обновлены согласно данным Хейс и др. (2017). Также учитываются реакции столкновительной диссоциации молекул. Сетка химических реакций на поверхности частиц пыли была взята из кода NAUTILUS (Ро и др., 2016). В модели учитывается разрушение (спаттеринг) ледяных мантий пылинок в горячем газе на фронте ударной волны (Дрейн, Салпитер, 1979).

3. Система дифференциальных уравнений включает уравнения для населенностей энергетических уровней ионов CI, CII, OI и молекул H_2, CO, H_2O, что необходимо для расчета темпов охлаждения газа. Используется приближение Соболева

Таблица 1. Параметры ударной волны

Концентрация ядер водорода перед фронтом ударной волны, $n_{\mathrm{H},0}$	2×10^3–2×10^5 см$^{-3}$
Скорость ударной волны, u_{s}	5–60 км/с
Скорость ионизации газа космическим излучением, ζ	10^{-16}–3×10^{-15} с$^{-1}$
Начальное отношение концентраций орто-H_2 и пара-H_2	0.1
Величина магнитного поля, β	1
Визуальная экстинкция, A_{V}	10
Скорость турбулентных движений, v_{turb}	0.3 км/с

Примечание. Для полной концентрации ядер водорода верно $n_{\mathrm{H},0} = n_{\mathrm{H}} + 2n_{\mathrm{H}_2}$, где n_{H} и n_{H_2} — концентрации атомов и молекул водорода соответственно; параметр β характеризует величину магнитного поля, $B[\mu\mathrm{G}] = \beta(n_{\mathrm{H},0}[\text{см}^{-3}])^{1/2}$.

(приближение высокого градиента скорости) для расчета интенсивности излучения в спектральных линиях (Соболев, 1957; Хаммер, Рибицки, 1985).

4. В модели учитываются основные процессы охлаждения и нагрева газа — нагрев газа за счет течения нейтрального компонента газа и ионов относительно друг друга, и охлаждение газа за счет излучения в атомных и молекулярных линиях. Также учитываются нагрев газа за счет экзотермических химических реакций и фотоэффекта на пыли, а также нагрев частицами космических лучей.

5. Полагается, что пыль состоит из сферических частиц радиуса 0.05 мкм, состоящих из силикатного материала. Отношение масс, заключенных в пыли и в газе, в единице объема межзвездного газа принимается равным 0.01. В модели учитываются основные процессы приобретения и нейтрализации электрического заряда частицами пыли — фотоэффект, присоединение электронов и нейтрализация ионов на частицах пыли. Скорость заряженных частиц пыли близка к скорости ионного компонента газа (Дрейн, 1980). Для плотностей газа $n_{\mathrm{H}_2} \gtrsim 10^4$–$10^5$ см$^{-3}$, передача момента между нейтральным компонентом газа и ионами осуществляется, главным образом, за счет рассеяния нейтральных атомов и молекул на заряженных частицах пыли. Длина фронта ударной волны обратно пропорциональна начальной плотности и скорости ионизации газа.

Моделирование ударной волны состоит из двух частей: 1) моделирование химической эволюции темного молекулярного облака, 2) моделирование распространения ударной волны. При этом возраст молекулярного облака полагается равным 5×10^5 лет. В наших расчетах скорость ионизации газа полагается постоянной в течение химической эволюции облака. Заметим, что в молекулярных облаках вблизи остатков сверхновых звезд этот параметр может зависеть от времени, что может оказывать влияние на химический состав газа (Нестерёнок, 2019). Для магнитных полей в молекулярных облаках приблизительно выполняется эмпирическое соотношение $B_0 = \beta n_{\mathrm{H},0}^{1/2}$, где $n_{\mathrm{H},0}$ — полная концентрация ядер водорода (Крутчер, 1999). Наблюдения эффекта Зеемана для линии 1720 МГц позволили сделать оценки магнитного поля в источниках мазерного излучения OH, $B \simeq 0.5$–2 мГ (Броган и др., 2000, 2013; Хоффман и др., 2005а,б). Измеренные значения магнитного поля в мазерах OH приблизительно соответствуют среднему значению в межзвездной среде (Броган и др., 2000). В табл. 1 приведены параметры ударной волны, которые использовались в расчетах.

РАСЧЕТ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛЫ OH

Столкновительные коэффициенты и спектроскопические данные

Спин-орбитальное взаимодействие неспаренного электрона в атоме O приводит к разделению вращательных уровней молекулы OH на два подмножества — $^2\Pi_{1/2}$ и $^2\Pi_{3/2}$. Каждый вращательный уровень OH испытывает Λ-удвоение, при этом каждый подуровень Λ-дублета имеет противоположную полную четность. Энергетические уровни, имеющие четность $(-1)^{j-1/2}$, обозначаются e, и уровни, имеющие четность $-(-1)^{j-1/2}$, обозначаются f (Маринакис и др., 2019). Каждый из подуровней Λ-дублета испытывает сверхтонкое расщепление. Подуровни сверхтонкого расщепления различаются квантовым числом полного углового момента F. Структура уровней молекулы OH приводит к тому, что частоты некоторых переходов между различными вращательными состояниями молекулы отличаются на несколько МГц, что сопоставимо с тепловым уширением линии (Бурдюжа, Варшалович, 1973). В решении уравнения переноса излучения в линиях молекулы OH важно учитывать перекрытие линий по частоте (Литвак, 1969; Доел и др., 1990).

В расчетах учитывались 56 энергетических уровней молекулы OH (с учетом сверхтонкого расщепления). Энергия самого высокого из рассматриваемых уровней $^2\Pi_{1/2}$, $j = 6.5e$, $F = 7$

равна 1550 К. Спектроскопические данные для молекулы ОН были взяты из базы данных HITRAN 2016 (Гордон и др., 2017). Столкновительные коэффициенты для соударений молекул ОН и H_2 были рассчитаны в работе Оффер и др. (1994) для нижних 24 энергетических уровней ОН. Столкновительные коэффициенты для соударений молекул ОН с атомами Не были получены в работах Маринакиса и др. (2016, 2019) для нижних 56 энергетических уровней молекулы ОН. Максимальная температура газа $T_{\max}$, для которой были рассчитаны коэффициенты, для данных ОН–H_2 равна 200 К, а для данных ОН–Не равна 300 К. Для температур газа, превышающих $T_{\max}$, использовались значения столкновительных коэффициентов при $T_{\max}$. Данные для столкновений ОН–H_2 доступны в базе данных LAMDA (Шойер и др., 2005), данные для столкновений ОН–Не были любезно предоставлены д-ром Маринакисом.

Система уравнений статистического равновесия населенностей энергетических уровней

Профиль ударной волны, полученный в результате численного моделирования, разбивается на слои, и для каждого слоя проводится расчет населенностей энергетических уровней молекулы ОН. В расчетах полагается выполнение статистического равновесия для населенностей энергетических уровней молекулы ОН ($dn/dt = 0$). Это верно, когда характерные времена изменения физических параметров в ударной волне много больше характерных времен релаксации населенностей уровней. Это условие может не выполняться на пике ударной волны, где физические параметры газа изменяются быстро. Однако для остывающего газа за фронтом ударной волны предположение о статистическом равновесии населенностей энергетических уровней является верным (Флауэр, Гусдорф, 2009).

Система уравнений для населенностей уровней имеет вид

$$\sum_{k=1,\, k\neq i}^{M} \left(R_{ki}(z) + C_{ki}\right) n_k(z) - n_i(z) \times \qquad (1)$$

$$\times \sum_{k=1,\, k\neq i}^{M} \left(R_{ik}(z) + C_{ik}\right) = 0, \quad i = 1, ..., M-1,$$

$$\sum_{i=1}^{M} n_i(z) = 1,$$

где M — общее число энергетических уровней, $R_{ik}(z)$ — вероятность перехода с уровня i на уровень k за счет радиативных процессов, C_{ik} — вероятность перехода с уровня i на уровень k за счет столкновительных процессов. Вероятности радиационных переходов $R_{ik}(z)$ равны:

$$R^{\downarrow}_{ik}(z) = B_{ik} J_{ik}(z) + A_{ik}, \quad \varepsilon_i > \varepsilon_k, \qquad (2)$$

$$R^{\uparrow}_{ik}(z) = B_{ik} J_{ik}(z), \quad \varepsilon_i < \varepsilon_k,$$

где A_{ik} и B_{ik} — коэффициенты Эйнштейна для спонтанного и вынужденного излучений; $J_{ik}(z)$ — среднее по направлению и по профилю линии значение интенсивности излучения, ε_i — энергия уровня i. В расчетах населенностей энергетических уровней не учитывается излучение инвертированных переходов.

Система уравнений для населенностей энергетических уровней (1) решается методом итераций. На каждом шаге вычисляются средние интенсивности излучения в спектральных линиях на основе населенностей уровней, полученных на предыдущем шаге. Далее, с помощью системы уравнений (1) находятся новые значения населенностей уровней. Критерием сходимости для полученного ряда населенностей энергетических уровней является условие на величину приращения населенностей на одном шаге

$$\max_i |\Delta n_i / n_i| < 10^{-5}. \qquad (3)$$

Это значение ошибки населенностей энергетических уровней соответствует ошибке в коэффициенте усиления $\Delta\gamma < 10^{-18}$ см$^{-1}$ для линии ОН 1720 МГц (для концентрации молекул ОН $n_{\rm OH} = 1$ см$^{-3}$ и доплеровского уширения линии $v_{\rm D} > 0.1$ км/с).

Приближение Соболева с учетом поглощения на пыли и перекрывающихся спектральных линий

В данном разделе представлено обобщение метода расчета средних интенсивностей в спектральных линиях, описанного в работе Хаммера, Рибицки (1985), на случай перекрытия двух спектральных линий.

В одномерной геометрии интенсивность излучения I на частоте ν зависит от глубины z и угла θ между осью z и направлением излучения. Вместо переменной θ обычно используется величина $\mu = \cos\theta$, а вместо частоты ν — безразмерная частота x:

$$x = \frac{\nu - \nu_{ik}}{\Delta\nu_{\rm D}}, \qquad (4)$$

где ν_{ik} — средняя частота линии, $\Delta\nu_{\rm D}$ — ширина профиля линии, i и k — номера верхнего и нижнего энергетических уровней атома или молекулы. Ширина линии обусловлена скоростью тепловых движений излучающих молекул (атомов) $v_{\rm T}$, а также скоростью турбулентных движений в газопылевом облаке $v_{\rm turb}$:

$$\Delta\nu_{\rm D} = \nu_{ik}\frac{v_{\rm D}}{c}, \quad v_{\rm D}^2 = v_{\rm T}^2 + v_{\rm turb}^2, \tag{5}$$

где $v_{\rm T} = \sqrt{2kT_{\rm g}/m}$, $T_{\rm g}$ — кинетическая температура газа.

Рассмотрим задачу переноса излучения в спектральной линии без учета перекрытия по частоте с другими линиями. Уравнение переноса излучения в среде, в которой задано поле скоростей $v(z)$, можно записать в виде

$$\mu\frac{dI(z,\mu,x)}{dz} = [-\kappa_{\rm L}(z)I(z,\mu,x) + \varepsilon_{\rm L}(z)] \times \times \phi\left[x - \mu\frac{v(z)}{v_{\rm D}}\right] - \kappa_{\rm C}I(z,\mu,x) + \varepsilon_{\rm C}, \tag{6}$$

где $\varepsilon_{\rm C}$ и $\kappa_{\rm C}$ — коэффициенты излучения и поглощения в континууме соответственно, $\varepsilon_{\rm L}(z)$ и $\kappa_{\rm L}(z)$ — коэффициенты излучения и поглощения в линии соответственно, усредненные по профилю линии; $\phi(x) = (\pi)^{-1/2}\exp(-x^2)$ — нормированный спектральный профиль линии (при данных обозначениях коэффициент поглощения в центре линии равен $\kappa_{\rm L}/\sqrt{\pi}$). Дополнительное слагаемое в аргументе профиля линии в уравнении (6) учитывает доплеровский сдвиг частоты при переходе в движущуюся систему отсчета.

В приближении Соболева полагается, что характерный масштаб изменения физических параметров в среде много больше размеров резонансной области $\Delta z_{\rm S}$, где излучение на заданной частоте взаимодействует со средой,

$$\Delta z_{\rm S} = v_{\rm D}\left|\frac{dv}{dz}\right|^{-1}. \tag{7}$$

Введем следующие параметры:

$$\gamma = \frac{1}{\kappa_L v_D}\frac{dv}{dz}, \quad \delta = \frac{1}{\kappa_C v_D}\frac{dv}{dz}. \tag{8}$$

Обратные значения этих параметров, $1/|\gamma|$ и $1/|\delta|$, равны оптическим толщинам на расстоянии $\Delta z_{\rm S}$ в спектральной линии и в континууме соответственно.

В работе Локетта и др. (1999) было показано, что влияние излучения пыли на столкновительную накачку мазера ОН 1720 МГц становится существенным при температуре пыли $T_{\rm d} \gtrsim 50$ К. В наших расчетах температура пыли $T_{\rm d}$ на пике ударной волны не превышает 40 К, а в области, где возникает мазерное излучение ОН, составляет около 10 К. Далее мы будем пренебрегать излучением пыли. В этом случае интенсивность излучения в спектральной линии, усредненная по частоте и направлению, может быть вычислена по формуле (Хаммер, Рибицки, 1985):

$$J(z) = S_{\rm L}(z)\left[1 - 2\mathcal{P}(\delta,\gamma)\right], \tag{9}$$

где $S_{\rm L} = \varepsilon_{\rm L}/\kappa_{\rm L}$ — функция источника в спектральной линии, $\mathcal{P}(\delta,\gamma)$ — вероятность выхода фотона через одну из границ облака или поглощения на пыли. При $\kappa_{\rm C} \to 0$, $\delta \to \infty$ функция $\mathcal{P}(\delta,\gamma)$ переходит в известное выражение (Соболев, 1957; Хаммер, Рибицки, 1985):

$$\mathcal{P}(\infty,\gamma) = \frac{|\gamma|}{2}\int\limits_0^1 d\mu\mu^2\left[1 - \exp\left(-\frac{1}{|\gamma|\mu^2}\right)\right]. \tag{10}$$

Значения $\mathcal{P}(\delta,\gamma)$ были рассчитаны в работе Нестеренка (2016) для широкого диапазона значений параметров γ и δ.

Рассмотрим задачу о переносе излучения в случае двух близко расположенных по частоте спектральных линий. Уравнение переноса излучения имеет вид

$$\mu\frac{dI(z,\mu,x)}{dz} = \tag{11}$$
$$= [-\kappa_{\rm L1}(z)I(z,\mu,x) + \varepsilon_{\rm L1}(z)]\,\phi\left[x - \mu\frac{v(z)}{v_{\rm D}}\right] + + [-\kappa_{\rm L2}(z)I(z,\mu,x) + \varepsilon_{\rm L2}(z)] \times \times \phi\left[x + \Delta x - \mu\frac{v(z)}{v_{\rm D}}\right] - \kappa_{\rm C}I(z,\mu,x) + \varepsilon_{\rm C},$$

где $\Delta x = (\nu_1 - \nu_2)/\Delta\nu_{\rm D}$ — относительный сдвиг средних частот линий. Предполагается, что линии расположены близко по частоте, $|\nu_1 - \nu_2| \ll \nu_1$. Если $|\Delta x| > 1$, то имеет место нелокальное перекрытие линий — излучение в первой линии, испущенное в одной области пространства, накладывается по частоте на излучение во второй линии в соседней области, расположенной на расстоянии около $|\Delta x|\Delta z_{\rm S}$. Для интенсивности излучения в первой линии можно записать по аналогии с (9):

$$J_1(z) = S_{\rm L1}(z)\left[1 - 2\mathcal{P}_{11}(\delta,\gamma_1,\gamma_2,\Delta x)\right] + + S_{\rm L2}(z)\left[1 - 2\mathcal{P}_{12}(\delta,\gamma_1,\gamma_2,\Delta x)\right], \tag{12}$$

где первое слагаемое равно вкладу в интенсивность излучения радиативных переходов между первой парой энергетических уровней, в то время как второе слагаемое — вкладу радиативных переходов между второй парой уровней. Для $\mathcal{P}_{11}$ и $\mathcal{P}_{12}$ имеют место следующие выражения (Нестерёнок, 2020):

$$\mathcal{P}_{11}(\delta,\gamma_1,\gamma_2,\Delta x) = \tag{13}$$
$$= \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\int\limits_0^1 \frac{d\mu}{\mu^2|\gamma_1|}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dx\phi(x)\int\limits_x^{\infty} dx'\phi(x') \times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{1}{\mu^2|\gamma_1|}\int\limits_x^{x'} du\left[\phi(u)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\phi(u\mp\Delta x)+\frac{\gamma_1}{\delta}\right]\right\},$$

$$\mathcal{P}_{12}(\delta,\gamma_1,\gamma_2,\Delta x)=$$

$$=\frac{1}{2}-\frac{1}{2}\int\limits_0^1\frac{d\mu}{\mu^2|\gamma_2|}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dx\phi(x\mp\Delta x)\int\limits_x^{\infty}dx'\phi(x')\times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{1}{\mu^2|\gamma_1|}\int\limits_x^{x'} du\left[\phi(u)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\phi(u\mp\Delta x)+\frac{\gamma_1}{\delta}\right]\right\},$$

где верхний знак в аргументе профиля линии соответствует положительному градиенту скорости, а нижний знак — отрицательному градиенту скорости. Выражение для расчета интенсивности излучения во второй линии получается из выражения (12) в результате замены $S_{L1}\leftrightarrow S_{L2}$, $\gamma_1\leftrightarrow\gamma_2$ и $\Delta x\leftrightarrow -\Delta x$. Значения интегралов (13) были рассчитаны в работе Нестеренка (2020) для сетки значений параметров γ_1, γ_2/γ_1, Δx и δ. Диапазон значений параметров был выбран следующий: γ_1 — $[10^{-6}, 10^6]$, γ_2/γ_1 — $[10^{-2}, 10^2]$, Δx — $[-4, 4]$, δ — $[10^2, 10^6]$. Интегрирование осуществлялось с помощью алгоритмов, опубликованных в Пресс и др. (2007), относительная погрешность интегрирования принималась равной 10^{-5}.

Для каждой группы линий OH, близко расположенных по частоте (переходы между дублетами сверхтонкого расщепления различных вращательных состояний), перекрытие профилей линий рассматривалось только для пар близких по частоте линий. Одновременное перекрытие трех линий не рассматривалось.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Структура ударной волны и концентрация молекул OH

На рис. 1–3 приведены графики зависимости от расстояния температуры нейтральной компоненты газа, концентрации атомов O и молекул H_2, OH и H_2O, а также коэффициента усиления в мазерных линиях OH в ударной волне C-типа. Приведены результаты для трех значений плотности газа перед фронтом ударной волны, $n_{\mathrm{H},0}=2\times10^3$, 2×10^4 и 2×10^5 см$^{-3}$, при этом $\zeta=10^{-15}$ с$^{-1}$ и $u_s=20$ км/с.

Начальное отношение орто- к пара-H_2 в газе перед фронтом ударной волны полагалось равным 0.1. Основным механизмом конверсии пара-H_2 в орто-H_2 в ударной волне являются “реактивные” (меняющие спин) столкновения молекул H_2 с атомами водорода H (Лик и др., 2014; Нестерёнок и др., 2019). При скоростях ионизации газа $\zeta=10^{-15}$ с$^{-1}$, концентрация атомов H перед фронтом ударной волны достаточно велика (несколько 10 см$^{-3}$), что обеспечивает эффективную конверсию пара- в орто-H_2 в горячем газе на фронте ударной волны. Отношение орто- к пара-H_2 в газе за фронтом ударной волны составляет около 3, 2 и 1.6 для начальных плотностей $n_{\mathrm{H},0}=2\times10^3$, 2×10^4 и 2×10^5 см$^{-3}$ соответственно (рис. 1б, 2б и 3б). В этом случае основным столкновительным партнером молекулы OH является орто-H_2. В работах Павлакиса, Килафиса (1996, 2000) было показано, что инверсия населенностей в линиях 1720 и 6049 МГц чувствительна к значению орто-/пара-H_2 отношения. Это связано со свойством столкновительных коэффициентов, рассчитанных в работе Оффер и др. (1994), — столкновения OH с пара-H_2 уменьшают населенность верхнего энергетического уровня мазерного перехода 1720 МГц более эффективно, чем населенность нижнего уровня (Локетт и др., 1999).

В течение химической эволюции молекулярного облака атомарный кислород, содержащийся в газе, расходуется в химических реакциях. При малых плотностях химическая эволюция облака протекает медленно, и атомарный кислород в газовой фазе может являться основным резервуаром кислорода в молекулярном газе (рис. 1в). При высоких плотностях газа основным резервуаром кислорода являются молекулы H_2O в ледяных мантиях на частицах пыли (рис. 2в и 3в). На пике ударной волны, когда относительная скорость ионов (и вместе с ними частиц пыли) и нейтральной компоненты газа максимальна, происходит разрушение ледяных мантий на поверхности пылинок. В то время как атомарный кислород в газовой фазе превращается в H_2O в химических реакциях. Относительное содержание молекул H_2O в газе увеличивается на несколько порядков и становится равным около $(2-3)\times10^{-4}$ относительно ядер водорода (рис. 1в, 2в и 3в).

В области за фронтом ударной волны, после испарения ледяных мантий пылинок, основным каналом образования H_2O и разрушения OH является реакция:

$$H_2+OH\rightarrow H_2O+H. \tag{14}$$

Данная реакция протекает быстро при температурах газа T_{g} около 1000 K и выше — энергия активации составляет около $E_{\mathrm{a}}\simeq1700$ K (UDfA

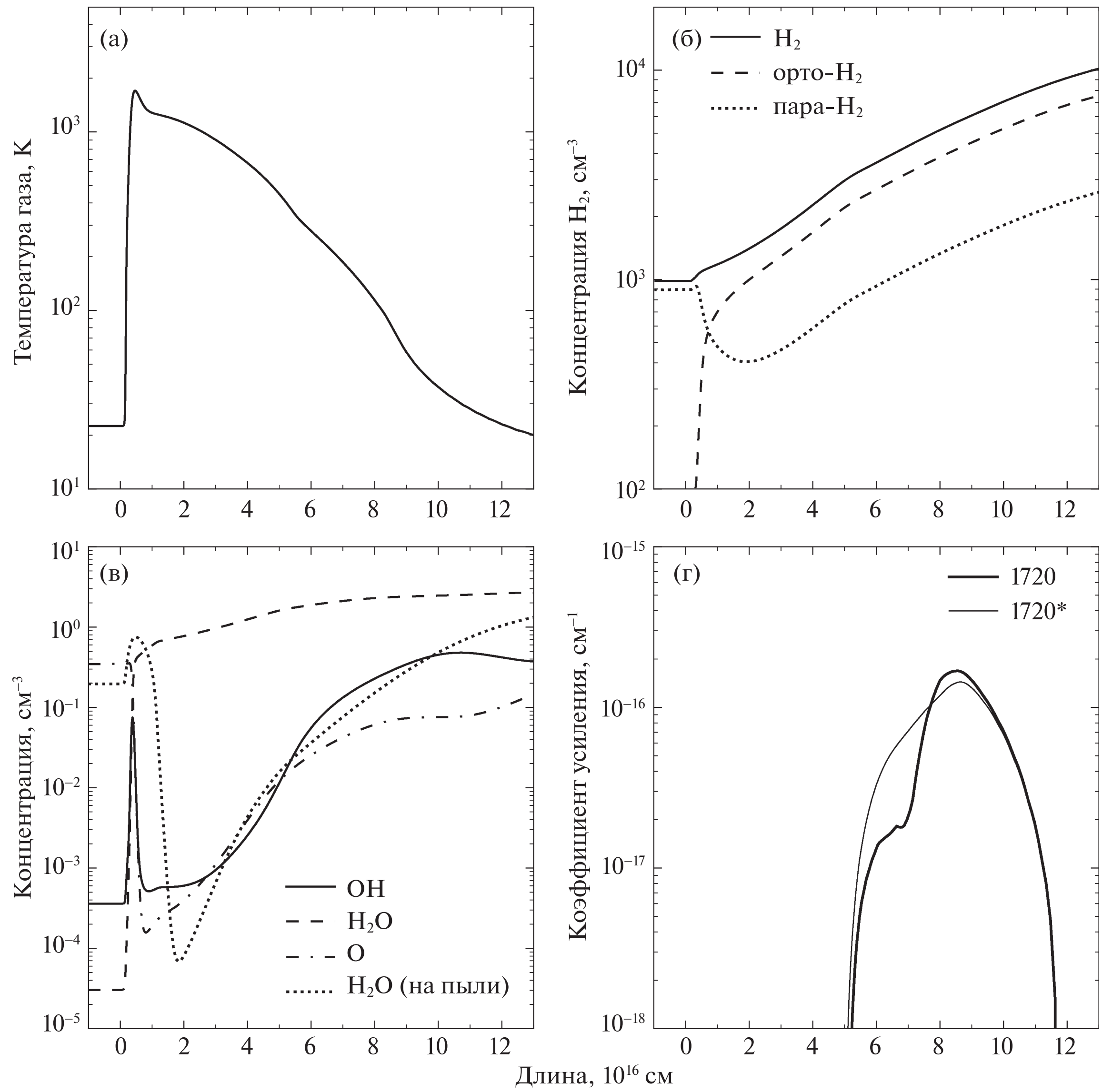


Рис. 1. Зависимость физических параметров в ударной волне C-типа от расстояния: (а) — температура нейтральной компоненты газа; (б) — концентрация молекул H_2; (в) — концентрация атомов O, молекул OH и H_2O в газе и H_2O на частицах пыли; (г) — коэффициент усиления в центре линии для мазерных переходов OH. Параметры ударной волны — плотность газа перед фронтом ударной волны $n_{\mathrm{H},0} = 2 \times 10^3$ см$^{-3}$, скорость ударной волны $u_s = 20$ км/с, скорость ионизации газа космическим излучением $\zeta = 10^{-15}$ с$^{-1}$. На рисунке (г) также представлены результаты расчетов, в которых не учитывалось перекрытие линий OH в приближении Соболева (помечены звездочкой).

2012; МакЭлрой и др., 2013). Обратная реакция имеет энергию активации $E_{\mathrm{a}} \simeq 10^4$ K, и ее скорость много меньше, чем скорость реакции (14). Поэтому равновесие реакции смещено в сторону H_2O (рис. 1в, 2в, 3в).

Основными каналами образования OH в остывающем газе является фотодиссоциация молекул H_2O УФ-излучением, а также реакции диссоциативной рекомбинации с участием ионов H_3O^+:

$$H_2O + \text{УФ КЛ} \to OH + H, \qquad (15)$$
$$H_3O^+ + e^- \to OH + H + H,$$
$$H_3O^+ + e^- \to OH + H_2.$$

Данные реакции приводят к росту концентрации молекул OH за фронтом ударной волны, как только температура газа опускается ниже 1000 K (рис. 1в, 2в, 3в). Источниками ионов H_3O^+ в темных молекулярных облаках являются ион-молекулярные реакции, инициированные частицами космических лучей. Таким образом, чем выше скорость ионизации газа космическим излучением, тем выше концентрация молекул OH за фронтом ударной волны.

Скорость образования молекул OH в реакциях (15) пропорциональна концентрации H_2O, ко-

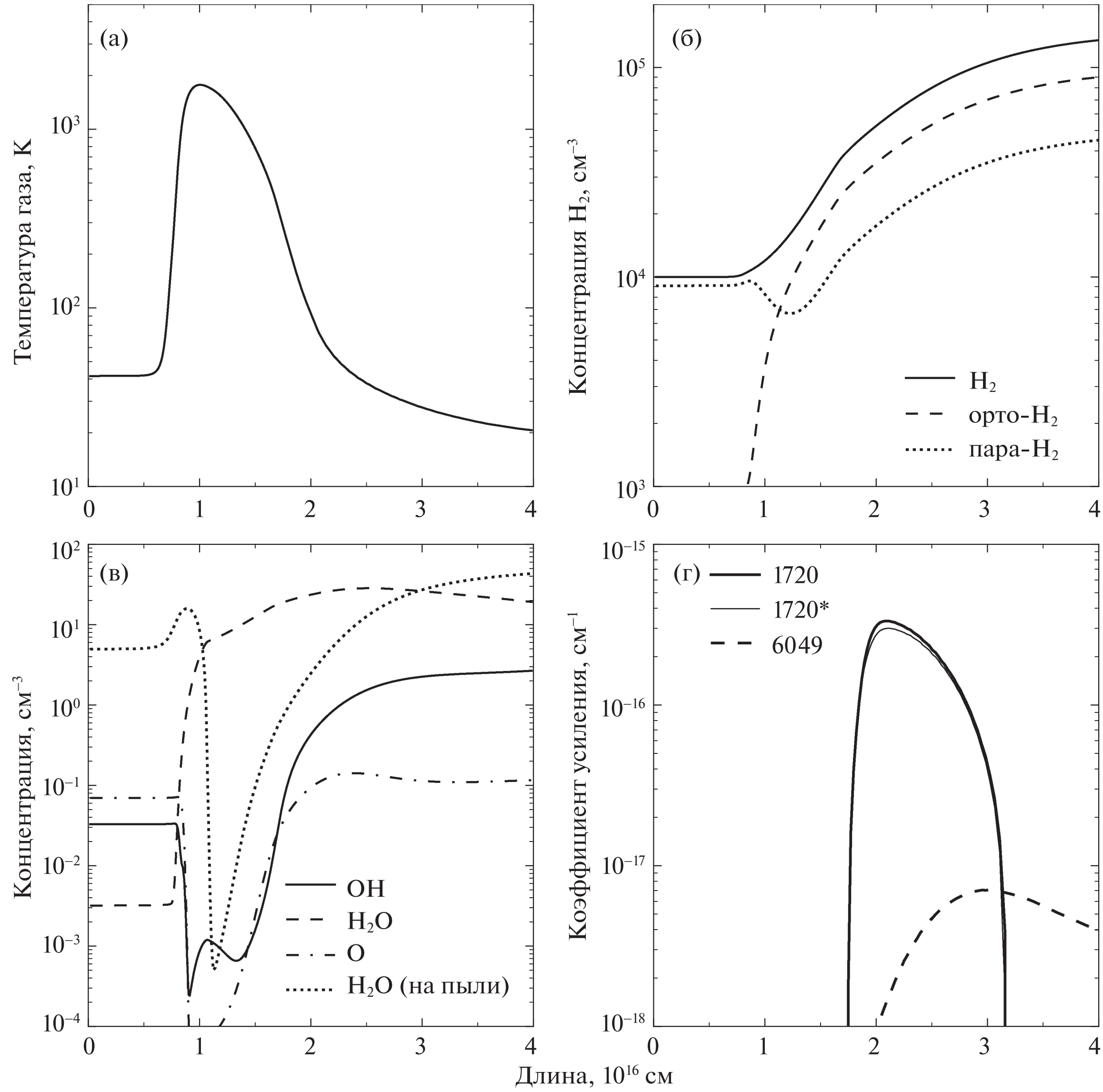


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для плотности газа перед фронтом ударной волны $n_{\mathrm{H},0} = 2 \times 10^4$ см$^{-3}$. Расчеты, в которых учитывалось перекрытие спектральных линий в приближении Соболева, и расчеты, в которых не учитывался данный эффект, дают близкие результаты для линии 6049 МГц.

торая, в свою очередь, пропорциональна плотности газа. При этом скорость адсорбции молекул OH на частицы пыли тоже пропорциональна плотности газа (основной канал разрушения OH в газовой фазе при высоких плотностях). Поэтому концентрация молекул OH в хвосте ударной волны почти не изменяется с увеличением плотности $n_{\mathrm{H},0}$ с 2×10^4 до 2×10^5 см$^{-3}$ и равна около 2–3 см$^{-3}$ в рассматриваемом случае (рис. 2в, 3в).

Применимость приближения Соболева

Для применимости приближения Соболева необходимо, чтобы характерный масштаб изменения физических параметров l удовлетворял условию $l \gg \Delta z_{\mathrm{S}}$. В качестве оценки l можно взять величину (Гусдорф и др., 2008)

$$l \sim T_{\mathrm{g}}/(dT_{\mathrm{g}}/dz). \quad (16)$$

В остывающем газе за фронтом ударной волны $l \simeq (3–5)\Delta z_{\mathrm{S}}$. Учет эффекта перекрытия спектральных линий для разности частот линий $|\Delta x| > l/\Delta z_{\mathrm{S}}$ не имеет смысла, так как для таких Δx перестает выполняться приближение Соболева, и выражения для вероятностей потери фотона (13) становятся не верны.

В области за фронтом ударной волны C-типа, где генерируется мазерное излучение OH, характерные значения градиента скорости нейтрального компонента газа составляют около

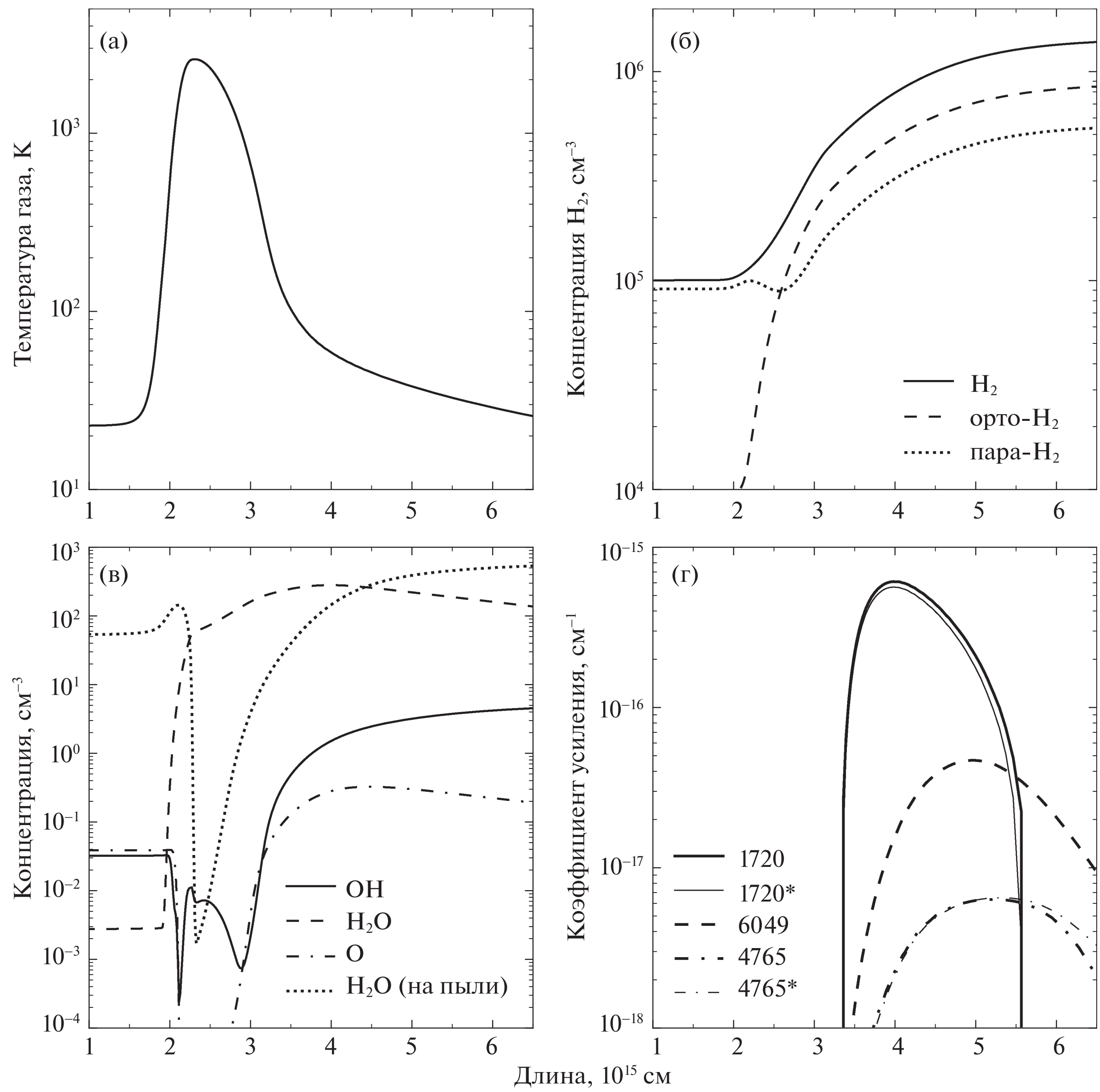


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для плотности газа перед фронтом ударной волны $n_{\rm H,0} = 2 \times 10^5$ см$^{-3}$.

10^{-11}–10^{-10} см с$^{-1}$ см$^{-1}$ для плотности газа перед фронтом 2×10^4 см$^{-3}$, скорости ионизации $\zeta = 10^{-15}$ с$^{-1}$ и скорости ударной волны $u_{\rm s} = 20$ км/с. Размер области вдоль оси z, где возникает мазерное излучение OH, составляет несколько единиц $\Delta z_{\rm S}$. При этом колонковая концентрация молекул OH на расстоянии $\Delta z_{\rm S}$ вдоль направления движения ударной волны равна $n_{\rm OH}\Delta z_{\rm S} \sim 10^{15}$ см$^{-2}$ — именно данный параметр определяет перенос излучения в молекулярных линиях. Значения параметра γ (по модулю) для переходов OH лежат в широком диапазоне от порядка 10^{-2} (для переходов между состояниями $^2\Pi_{3/2}$ $j = 5/2$ и $j = 3/2$) и выше. Характерные значения параметра δ составляют 10^3–10^4 для линий в инфракрасном диапазоне.

Мазерное излучение в линиях OH

Выражение для коэффициента усиления в центре линии $i \to k$ имеет вид

$$\gamma_{ik}(z) = \frac{\lambda^2 A_{ik} n_{\rm OH}}{8\pi\sqrt{\pi}\Delta\nu_{\rm D}} \left(n_i(z) - \frac{g_i}{g_k} n_k(z) \right), \quad (17)$$

где g_i и g_k — статистические веса уровней. Введем параметр $\tau_{\rm eff}$ — эффективную оптическую толщину в линии вдоль направления движения ударной волны

$$\tau_{\rm eff} = \int\limits_0^\infty dz \gamma_{ik}(z). \quad (18)$$

В последнем выражении не учитывается сдвиг профиля линии по частоте, и интегрирование осуществляется в области с $\gamma_{ik} > 0$. Оптическая толщина вдоль луча зрения под углом θ к направлению движения ударной волны, близком к 90°, приблизительно равна $\tau_{\rm eff}/\cos\theta$ (сдвиг профиля линии по частоте становится несущественным при таких направлениях луча зрения).

На рис. 1г, 2г и 3г показан коэффициент усиления в центре линии для мазерных переходов OH в зависимости от расстояния за фронтом ударной волны. Инверсия населенностей энергетических уровней для линии 1720 МГц возникает, когда температура газа опускается до 150–400 K (в зависимости от начальной плотности газа). Инверсия населенностей уровней пропадает, как только температура газа опускается ниже 30 K. Именно данные значения температур рассматривались ранее как наиболее благоприятные для генерации мазерного излучения OH в линии 1720 МГц (Элитзур, 1976; Павлакис, Килафис, 1996; Локетт и др., 1999). Согласно расчетам, имеется инверсия населенностей энергетических уровней для переходов, принадлежащих возбужденным вращательным состояниям молекулы — $^2\Pi_{3/2}$, $(j\varepsilon, F) = (2.5f, 3) \to$ $\to (2.5e, 2)$ на частоте 6049 МГц, $^2\Pi_{1/2}$, $(j\varepsilon, F) =$ $= (0.5f, 1) \to (0.5e, 0)$ на частоте 4765 МГц. Линии 6049 МГц и 4765 МГц являются аналогами сателлитной линии 1720 МГц (переходы между крайними верхним и нижним подуровнями вращательного состояния). Инверсия населенностей энергетических уровней для переходов основного вращательного состояния 1612 и 1665 МГц имеет место при некоторых параметрах ударной волны, однако величина оптической толщины мала.

Перекрытие спектральных линий подавляет инверсию населенностей для перехода 1720 МГц при высоких температурах (рис. 1г) для случая $n_{\rm H,0} =$ $= 2 \times 10^3$ см$^{-3}$. В остальных случаях расчеты, в которых учитывается перекрытие линий OH, и расчеты, в которых не учитывается данный эффект, дают близкие значения для коэффициента усиления в линии 1720 МГц — отличие около 10%. Данный эффект был рассмотрен ранее в работе Вардла, МакДоннел (2012). В их работе было показано, что инверсия населенностей энергетических уровней в линиях 1720 и 6049 МГц подавляется при учете локального перекрытия линий для уширения профиля линии $v_{\rm D} > 0.5$ км/с.

На рис. 4 представлены результаты расчетов эффективной оптической толщины в мазерных линиях OH вдоль направления движения ударной волны. Наибольшее значение оптической толщины в линии 1720 МГц достигается при высоких скоростях ионизации газа $\zeta \geq 10^{-15}$ с$^{-1}$ и начальной плотности $n_{\rm H,0} \leq 2 \times 10^4$ см$^{-3}$. Результаты наших расчетов подтвердили выводы Вардла (1999) о том, что для генерации мазерного излучения OH необходимы высокие скорости ионизации газа. При этом эффективная оптическая толщина $\tau_{\rm eff}$ составляет около 3–5. Чем выше плотность газа, тем меньше длина фронта ударной волны. В результате оптическая толщина в мазерной линии OH 1720 МГц меньше для $n_{\rm H,0} = 2 \times 10^5$ см$^{-3}$, чем в случае с меньшим значением $n_{\rm H,0}$.

Для значения параметра $\zeta = 10^{-15}$ с$^{-1}$ были проведены дополнительные расчеты, в которых величина магнитного поля перед фронтом ударной волны полагалась в два раза выше, $\beta = 2$. При увеличении магнитного поля в два раза ширина фронта ударной волны увеличивается приблизительно в 2 раза, а максимальная температура газа уменьшается при прочих равных условиях. Размер области за фронтом ударной волны, где физические условия благоприятны для накачки мазеров OH, больше в случае более высокого магнитного поля. В результате оптическая толщина в мазерных линиях в 2–3 раза выше. Разрушение ледяных мантий пылинок и высвобождение H_2O происходят при более высоких скоростях ударной волны. Поэтому кривая зависимости оптической толщины от скорости ударной волны смещается вправо (рис. 4).

Для значений скорости ионизации газа $\zeta =$ $= 10^{-16}$ с$^{-1}$ оптическая толщина в линии 1720 МГц $\tau_{\rm eff} < 1$. При данной скорости ионизации концентрация OH в хвосте ударной волны составляет порядка 0.1 см$^{-3}$, что является причиной низких значений коэффициента усиления. При скоростях ионизации газа $\zeta \leq 10^{-16}$ с$^{-1}$ и скоростях ударной волны $u_{\rm s} \lesssim 20$–25 км/с конверсия пара- в орто-H_2 в ударной волне неэффективна. В данном случае основным столкновительным партнером молекулы OH является пара-H_2, что дополнительно уменьшает инверсию населенностей энергетических уровней.

ОБСУЖДЕНИЕ

Мазерное излучение OH в остатках сверхновых звезд

Области мазерного излучения OH в линии 1720 МГц вблизи остатков сверхновых звезд имеют размеры порядка 10^{16} см, при этом наиболее интенсивное излучение рождается в компактных источниках размером порядка 10^{15} см (Хоффман и др., 2005а,б). Яркостная температура мазерного излучения может достигать значений 10^8–10^9 K. Оптическая толщина в мазерной линии вдоль луча зрения должна составлять около 15–20 в этом случае (Хоффман и др., 2005б). Для генерации интенсивного мазерного излучения необходимо,

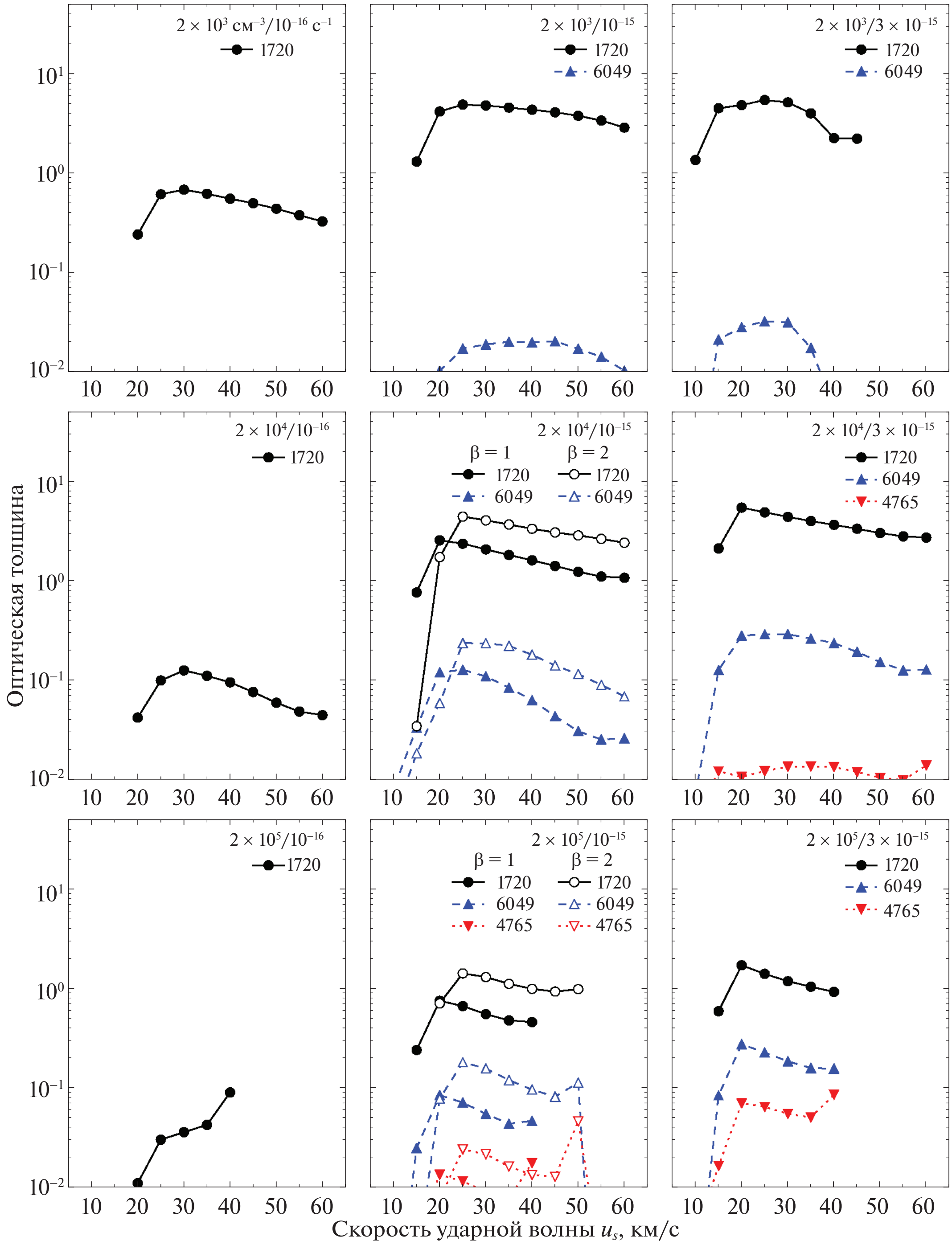


Рис. 4. Эффективная оптическая толщина мазерных переходов OH вдоль направления течения газа. По оси абсцисс отложена скорость ударной волны. Значения параметров $n_{\mathrm{H},0}$ и ζ указаны на каждом графике. Для случая $\zeta = 10^{-15}$ с$^{-1}$ также приведены результаты расчетов, в которых величина магнитного поля перед фронтом ударной волны полагалась в два раза выше, $\beta = 2$ (пустые символы).

чтобы луч зрения был перпендикулярен направлению течения газа (ударная волна видится с ребра). Колонковая концентрация OH вдоль луча зрения может в несколько раз превышать свое значение вдоль направления ударной волны, $\cos\theta \simeq 0.1$ (Локетт и др., 1999). При этом предположении результаты наших расчетов позволяют объяснить наблюдаемые интенсивности в линии 1720 МГц. При низких начальных плотностях, $n_{\mathrm{H},0} = 2 \times \times 10^3$ см$^{-3}$, размер области за фронтом ударной волны, где возможна генерация интенсивного мазерного излучения OH, составляет $\sim 10^{16}$ см, что на порядок больше наблюдаемых размеров ярких источников (рис. 1г). Поэтому яркие источники мазерного излучения OH, по всей видимости, являются конденсациями относительно высокой плотности, $n_{\rm H_2} \simeq 10^5$ см$^{-3}$.

До сих пор не было обнаружено ни одного мазера в линиях возбужденных вращательных состояний OH в остатках сверхновых звезд (Фиш и др., 2007; Пилстрем и др., 2008; МакДоннел и др., 2008). Согласно оценкам, сделанным в работах Пилстрем и др. (2008), МакДоннел и др. (2008), оптическая толщина вдоль луча зрения в линиях 6049 и 4765 МГц, необходимая для регистрации мазерного излучения, должна превышать 2–3. Согласно нашим расчетам, эффективная оптическая толщина в данных линиях $\tau_{\rm eff} \leq 0.3$ для всех рассматриваемых параметров ударных волн. И даже в предположении, что $\cos\theta \simeq 0.1$, оптическая толщина вдоль луча зрения недостаточно высока. При высоких плотностях газа накачка мазеров 6049 и 4765 МГц становится эффективнее, но при этом длина ударной волны меньше, что приводит к низким оптическим толщинам и в этом случае.

Метод учета перекрытия спектральных линий, используемый в данной работе, трудно обобщить на одновременное перекрытие линий количеством 3 — в этом случае вероятность выхода фотона $\mathcal{P}$ в выражении для интенсивности излучения будет зависеть от шести параметров. Одновременное перекрытие трех линий OH может влиять на перенос излучения для разброса скоростей молекул $v_{\rm D} >$ > 0.3 км/с, что выполняется в нашей модели. Поэтому полученные в данной работе результаты необходимо рассматривать как приближенную оценку влияния эффекта перекрытия линий на столкновительный механизм накачки мазеров OH. Более качественное исследование данного эффекта возможно с помощью метода ускоренных Λ-итераций (Грэй, 2012).

Мазерное излучение OH в биполярных потоках около протозвездных объектов

Процесс звездообразования сопровождается выбросом потоков газа молодым звездным объектом. При взаимодействии потоков газа с окружающим молекулярным облаком формируются ударные волны, физические условия в которых могли бы быть благоприятными для генерации мазерного излучения OH (Литовченко и др., 2012; де Витт и др., 2014). Де Витт и др. (2014) предприняли поиски мазерного излучения OH в линии 1720 МГц в направлении 97 объектов Гербиг-Гаро. Мазерного излучения OH, связанного с биполярными потоками, не было обнаружено. Баяндина и др. (2015) предприняли поиск мазерного излучения OH по направлению 20 "протяженных зеленых объектов". Данные объекты, по всей видимости, являются областями образования массивных звезд, и в них располагаются высокоскоростные выбросы вещества (Чен и др., 2013). Линия излучения на частоте 1720 МГц была зафиксирована только в одном источнике, и в пределах ошибок область излучения совпала с ультракомпактной зоной HII. Заметим, что в биполярных потоках около протозвездных объектов и в остатках сверхновых звезд обнаруживается мазерное излучение метанола I класса, которое, так же как и излучение OH в линии 1720 МГц, имеет столкновительный механизм накачки (см., например, Воронков и др., 2006; МакИвен и др., 2016).

Необходимым условием генерации мазерного излучения OH в линии 1720 МГц является высокая скорость ионизации газа, $\zeta \gtrsim 10^{-15}$ с$^{-1}$. Оценки скорости ионизации газа в молекулярных облаках около остатков сверхновых звезд дают значения порядка 10^{-15} с$^{-1}$ (Вопре и др., 2014; Шинглдекер и др., 2016). В то время как значения скорости ионизации газа в ядрах молекулярных облаков, а также в молекулярных потоках около протозвездных объектов, как правило, значительно меньше (Каселли и др., 1998; Подио и др., 2014). Недостаточно высокая скорость ионизации газа может быть причиной отсутствия мазерного излучения OH в линии 1720 МГц в биполярных потоках около протозвездных объектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследуется столкновительная накачка мазеров OH в ударных волнах C-типа. Профили температуры газа, скорости и концентраций химических соединений в ударной волне рассчитывались с помощью численной модели, опубликованной в работах Нестеренка (2018) и Нестеренка и др. (2019). В расчетах населенностей энергетических уровней молекулы OH использовалось приближение Соболева с учетом поглощения в континууме и перекрытия спектральных линий. Показано, что параметры источников излучения, такие как концентрация молекул OH и размер области, где происходит усиление мазерного излучения, не являются независимыми и определяются моделью ударной волны. Наибольшее значение оптической толщины в линии 1720 МГц достигается при высоких скоростях ионизации газа $\zeta \geq 10^{-15}$ с$^{-1}$ и начальной плотности $n_{\rm H,0} \leq 2 \times 10^4$ см$^{-3}$. Имеется также инверсия населенностей в линиях возбужденных вращательных состояний молекулы. Однако оптическая толщина в этих линиях мала. Отсутствие мазерного излучения OH в линии 1720 МГц в биполярных потоках около протозвездных объектов может являться следствием невысокой скорости ионизации газа в данных объектах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баяндина О.С., Вальтц И.Е., Куртц С.Е., Астрон. журн. **92**, 883 (2015) [O.S. Bayandina, I.E. Val'tts, and S.E. Kurtz, Astron. Rep. **59**, 998 (2015)].
2. Бете и др. (H. Beuther, A. Walsh, Y. Wang, M. Rugel, J. Soler, H. Linz, R.S. Klessen, L.D. Anderson, et al.), Astron. Astrophys. **628**, A90 (2019).
3. Броган и др. (C.L. Brogan, D.A. Frail, W.M. Goss, and T.H. Troland), Astrophys. J. **537**, 875 (2000).
4. Броган и др. (C.L. Brogan, W.M. Goss, T.R. Hunter, A.M.S. Richards, C.J. Chandler, J.S. Lazendic, B.-C. Koo, I.M. Hoffman, et al.), Astrophys. J. **771**, 91 (2013).
5. Бурдюжа В.В., Варшалович Д.А., Астрон. журн. **50**, 481 (1973) [V.V. Burdyuzha and D.A. Varshalovich, Sov. Astron. **17**, 308 (1973)].
6. Вардл (M. Wardle), Astrophys. J. **525**, L101 (1999).
7. Вардл, МакДоннел (M. Wardle and K. McDonnell), *Cosmic Masers — from OH to H_0, IAU Symp. 287* (Ed. R.S. Booth, E.M.L. Humphreys, and W.H.T. Vlemmings, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2012), p. 441.
8. Вардл, Юзеф-Задэ (M. Wardle and F. Yusef-Zadeh), Science **296**, 2350 (2002).
9. Вопре и др. (S. Vaupré, P. Hily-Blant, C. Ceccarelli, G. Dubus, S. Gabici, and T. Montmerle), Astron. Astrophys. **568**, A50 (2014).
10. Воронков и др. (M.A. Voronkov, K.J. Brooks, A.M. Sobolev, S.P. Ellingsen, A.B. Ostrovskii, and J.L. Caswell), MNRAS **373**, 411 (2006).
11. Гордон и др. (I.E. Gordon, L.S. Rothman, C. Hill, R.V. Kochanov, Y. Tan, P.F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, et al.), J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **203**, 3 (2017).
12. Грэй (M.D. Gray), *Cosmic Masers — from OH to H_0, IAU Symp. 287* (Ed. R. S. Booth, E.M.L. Humphreys, and W.H.T. Vlemmings, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2012), p. 23.
13. Гусдорф и др. (A. Gusdorf, S. Cabrit, D.R. Flower, and G. Pineau des Forêts), Astron. Astrophys. **482**, 809 (2008).
14. де Витт и др. (A. de Witt, M. Bietenholz, R. Booth, and M. Gaylard), MNRAS **438**, 2167 (2014).
15. Доел и др. (R.C. Doel, M.D. Gray, and D. Field), MNRAS **244**, 504 (1990).
16. Дрейн (B.T. Draine), Astrophys. J. **241**, 1021 (1980).
17. Дрейн, Салпитер (B.T. Draine and E.E. Salpeter), Astrophys. J. **231**, 77 (1979).
18. Касвелл (J.L. Caswell), MNRAS **297**, 215 (1998).
19. Касвелл (J.L. Caswell), MNRAS **308**, 683 (1999).
20. Каселли и др. (P. Caselli, C.M. Walmsley, R. Terzieva, and E. Herbst), Astrophys. J. **499**, 234 (1998).
21. Киао и др. (H.-H. Qiao, S.L. Breen, J.F. Gómez, J.R. Dawson, A.J. Walsh, J.A. Green, S.P. Ellingsen, H. Imai, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **247**, 5 (2020).
22. Крутчер (R.M. Crutcher), Astrophys. J. **520**, 706 (1999).
23. Ле Бурло и др. (J. Le Bourlot, G. Pineau des Forêts, D.R. Flower, and S. Cabrit), MNRAS **332**, 985 (2002).
24. Лик и др. (F. Lique, P. Honvault, and A. Faure), Int. Rev. Phys. Chem. **33**, 125 (2014).
25. Литвак (M.M. Litvak), Astrophys. J. **156**, 471 (1969).
26. Литовченко И.Д., Баяндина О.С., Алакоз А.В., Вальтц И.Е., Ларионов Г.М., Муха Д.В., Набатов А.С., Коноваленко А.А. и др., Астрон. журн. **89**, 593 (2012) [I.D. Litovchenko, O.S. Bayandina, A.V. Alakoz, I.E. Val'tss, G.M. Larionov, D.V. Mukha, A.S. Nabatov, A.A. Konovalenko, et al., Astron. Rep. **56**, 536 (2012)].
27. Локетт и др. (P. Lockett, E. Gauthier, and M. Elitzur), Astrophys. J. **511**, 235 (1999).
28. МакДоннел и др. (K.E. McDonnell, M. Wardle, and A.E. Vaughan), MNRAS **390**, 49 (2008).
29. МакИвен и др. (B.C. McEwen, Y.M. Pihlström, and L.O. Sjouwerman), Astrophys. J. **826**, 189 (2016).
30. МакЭлрой и др. (D. McElroy, C. Walsh, A.J. Markwick, M.A. Cordiner, K. Smith, and T.J. Millar), Astron. Astrophys. **550**, A36 (2013).
31. Маринакис и др. (S. Marinakis, Yu. Kalugina, and F. Lique), Eur. Phys. J. D **70**, 97 (2016).
32. Маринакис и др. (S. Marinakis, Yu. Kalugina, J. Kłos, and F. Lique), Astron. Astrophys. **629**, A130 (2019).
33. Муллан (D. J. Mullan), MNRAS **153**, 145 (1971).
34. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), MNRAS **455**, 3978 (2016).
35. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), Astrophys. Space Sci. **363**, 151 (2018).
36. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), J. Phys. Conf. Ser. **1400**, 022025 (2019).
37. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), J. Phys. Conf. Ser., submitted (2020).
38. Нестерёнок и др. (A.V. Nesterenok, D. Bossion, Y. Scribano, and F. Lique), MNRAS **489**, 4520 (2019).
39. Оффер и др. (A.R. Offer, M.C. van Hemert, and E.F. van Dishoeck), J. Chem. Phys. **100**, 362 (1994).
40. Павлакис, Килафис (K.G. Pavlakis and N.D. Kylafis), Astrophys. J. **467**, 300 (1996).
41. Павлакис, Килафис (K.G. Pavlakis and N.D. Kylafis), Astrophys. J. **534**, 770 (2000).
42. Пилстрем и др. (Y.M. Pihlström, V.L. Fish, L.O. Sjouwerman, L.K. Zschaechner, P.B. Lockett, and M. Elitzur), Astrophys. J. **676**, 371 (2008).
43. Подио и др. (L. Podio, B. Lefloch, C. Ceccarelli, C. Codella, and R. Bachiller), Astron. Astrophys. **565**, A64 (2014).
44. Прасад, Тарафдар (S.S. Prasad and S.P. Tarafdar), Astrophys. J. **267**, 603 (1983).
45. Пресс и др. (W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery), Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing (New York: Cambridge University Press, 2007).
46. Ро и др. (M. Ruaud, V. Wakelam, and F. Hersant), MNRAS **459**, 3756 (2016).
47. Роберж, Дрейн (W.G. Roberge and B.T. Draine), Astrophys. J. **350**, 700 (1990).

48. Соболев В.В., Астрон. журн. **34**, 694 (1957) [V.V. Sobolev, Sov. Astron. **1**, 678 (1957)].
49. Фан и др. (V.H.M. Phan, S. Gabici, G. Morlino, R. Terrier, J. Vink, J. Krause, and M. Menu), Astron. Astrophys. **635**, A40 (2020).
50. Фиш и др. (V.L. Fish, L.O. Sjouwerman, and Y.M. Pihlström), Astrophys. J. **670**, L117 (2007).
51. Флауэр, Гусдорф (D.R. Flower and A. Gusdorf), MNRAS **395**, 234 (2009).
52. Фрейл и др. (D.A. Frail, W.M. Goss, and V.I. Slysh), Astrophys. J. **424**, L111 (1994).
53. Фрейл, Митчелл (D.A. Frail and G.F. Mitchell), Astrophys. J. **508**, 690 (1998).
54. Хаммер, Рибицки (D.G. Hummer and G.B. Rybicki), Astrophys. J. **293**, 258 (1985).
55. Хейс и др. (A.N. Heays, A.D. Bosman, and E.F. van Dishoeck), Astron. Astrophys. **602**, A105 (2017).
56. Хоффман и др. (I.M. Hoffman, W.M. Goss, C.L. Brogan, and M.J. Claussen), Astrophys. J. **620**, 257 (2005a).
57. Хоффман и др. (I.M. Hoffman, W.M. Goss, C.L. Brogan, and M.J. Claussen), Astrophys. J. **627**, 803 (2005б).
58. Хьюитт и др. (J.W. Hewitt, F. Yusef-Zadeh, M. Wardle, D.A. Roberts, and N.E. Kassim), Astrophys. J. **652**, 1288 (2006).
59. Хьюитт и др. (J.W. Hewitt, F. Yusef-Zadeh, and M. Wardle), Astrophys. J. **706**, L270 (2009).
60. Чен и др. (X. Chen, C.-G. Gan, S.P. Ellingsen, J.-H. He, Z.-Q. Shen, and A. Titmarsh), Astrophys. J. Suppl. Ser. **206**, 9 (2013).
61. Шинглдекер и др. (C.N. Shingledecker, J.B. Bergner, R. Le Gal, K.I. Öberg, U. Hincelin, and E. Herbst), Astrophys. J. **830**, 151 (2016).
62. Шойер и др. (F.L. Schöier, F.F.S. van der Tak, E.F. van Dishoeck, and J.H. Black), Astron. Astrophys. **432**, 369 (2005).
63. Шуппан и др. (F. Schuppan, C. Röken, and J. Becker Tjus), Astron. Astrophys. **567**, A50 (2014).
64. Юзеф-Задэ и др. (F. Yusef-Zadeh, M. Wardle, J. Rho, and M. Sakano), Astrophys. J. **585**, 319 (2003).
65. Элитзур (M. Elitzur), Astrophys. J. **203**, 124 (1976).

ВНУТРЕННЯЯ СТРУКТУРА СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ ИЗ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД, МОДЕЛИРУЕМЫХ НА УСТАНОВКАХ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

© 2020 г.
В. С. Бескин[1,2*], И. Ю. Калашников[3]

[1] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

[2] *Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Россия*

[3] *Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15.04.2020 г.
После доработки 26.05.2020 г.; принята к публикации 26.05.2020 г.

Лабораторное моделирование струйных выбросов из молодых звезд, проводимых уже много лет на установках плазменного фокуса, позволяет в деталях исследовать внутреннюю структуру активных областей, возникающих при взаимодействии струйного выброса с окружающей плазмой. В работе найден новый широкий класс решений уравнений идеальной магнитной гидродинамики, описывающий замкнутые осесимметричные стационарные течения, которые, по-видимому, и реализуются в активных областях. Показано, что такие течения хорошо воспроизводят внутреннюю структуру плазменных выбросов, наблюдаемых при лабораторном моделировании астрофизических струйных выбросов.

Ключевые слова: численное моделирование, джеты из молодых звезд.

DOI: 10.31857/S0320010820070025

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время при исследовании процессов, происходящих в космосе, все большую роль начинает играть лабораторное моделирование. Действительно, несмотря на то, что характерные длины и временные масштабы лабораторных экспериментов на много порядков меньше, чем у реальных астрофизических источников, они могут быть легко масштабированы для астрофизических ситуаций в случае, если и те, и другие подчиняются законам идеальной магнитной гидродинамики (МГД). Это связано с тем, что уравнения МГД не имеют собственного масштаба, и поэтому они могут описывать как лабораторные, так и астрофизические течения (Рютов и др., 2000).

Перевод же исследований астрофизических объектов в лабораторию имеет ряд несомненных преимуществ. Прежде всего в лабораторной плазме можно легко варьировать параметры течений, что чрезвычайно важно для проверки предсказаний теоретических моделей. Далее, временные рамки лабораторных экспериментов невелики, и поэтому можно легко следить за динамикой происходящих процессов, тогда как отслеживание динамики реальных астрофизических явлений может занять многие десятилетия. Кроме того, лабораторные эксперименты в принципе могут быть полностью диагностированы, тогда как диагностика реальных астрофизических объектов в значительной степени ограничена.

Одним из таких направлений лабораторных исследований является моделирование астрофизических струйных выбросов (джетов). Поскольку в большинстве случаев при этом реализуются нерелятивистские течения, речь здесь может идти лишь о джетах из молодых звезд (Сурдин, 2001; Боденхаймер, 2011). Напомним, однако, что такие струйные выбросы наблюдаются у самых разных космических источников: от блазаров, активных ядер галактик и, предположительно, гамма-всплесков до микроквазаров и молодых звезд (см., например, Бескин, 2005). Джеты в этих объектах имеют масштабы от мегапарсек (активные ядра галактик) до долей парсека (молодые звезды), а скорости течений — от ультрарелятивистских, с лоренц-фактором в несколько десятков, до нерелятивистских (у молодых звезд) значений. При этом струйные выбросы позволяют естественным способом сбросить избыточный угловой момент "центральной машины" (черной дыры, молодой звезды) и аккреционного вещества, что и позволяет, например, молодой звезде сжаться до необходимых размеров. Также необходимо отметить, что практически во всех случаях основное энерговыделение осуществ-

*Электронный адрес: beskin@lpi.ru

ляется в т.н. активных областях, где сверхзвуковой выброс взаимодействует с окружающей средой; у нерелятивистских струйных выбросов из молодых звезд они были впервые открыты как объекты Хербига-Аро (Хербиг, 1950; Аро, 1950).

Сейчас известно уже более шестисот молодых звезд, у которых наблюдаются струйные выбросы (Арс и др., 2007; Рей и др., 2007). Их активные области представляют собой яркие конденсации размером в несколько угловых секунд (линейный размер порядка 500–1000 а.е.), обычно окруженные яркой диффузной оболочкой. Как уже отмечалось, скорость струйных выбросов превышает скорость звука в веществе джета. Поэтому за счет взаимодействия сверхзвукового струйного выброса с внешней средой неизбежно появляется ударная волна (МакКи, Острайкер, 2007).

Понятно, что вопрос взаимодействия струйного выброса с межзвездным газом всегда находился в центре внимания. Уже в 80–90-х годах прошлого века удалось смоделировать возникновение ударных волн при взаимодействии сверхзвукового джета с окружающей средой, а также в целом выяснить роль радиационных процессов (Норман и др., 1982; Блонден и др., 1990; Стоун, Норман, 1993). Впоследствии для анализа процессов нагрева и излучения на ударных волнах в расчеты были включены все основные процессы ионизации и рекомбинации (Рага и др., 2007). Была также воспроизведена сложная многокомпонентная структура "головных частей" (Стоун, Харди, 2000; Хансен и др., 2017), и даже смоделировано взаимодействие струйного выброса с боковым ветром (Кайдич, Рага, 2007) (см. также обзор Франка и др., 2014). Значительное количество работ по численному моделированию было связано и с анализом результатов, полученных на экспериментальных установках (Чиарди, 2010; Бокки, 2013). При этом во всех численных экспериментах магнитное поле действительно играло определяющую роль, позволяя воспроизвести основные морфологические свойства наблюдаемых течений.

Что же касается лабораторного моделирования, то в настоящее время в мире насчитывается уже около десятка установок, на которых проводится лабораторное моделирование астрофизических джетов (Чиарди и др., 2009; Сузуки и др., 2012; Хуарте-Эспиноза и др., 2012; Альбертацци и др., 2014; Беляев и др., 2018; Беллан, 2018; Лебедев и др., 2019; Лавин, Ю, 2019). При этом запуск струи был реализован как с использованием технологии Z-пинча (установка MAGPIE в Имперском колледже, Великобритания и установка в Корнельском университете, США), так и благодаря взаимодействию сверхмощного лазерного импульса с мишенью (установка LULI-2 в Политехнической Школе, Франция, установки в университете Рочестера, США и в ЦНИИМаш, Россия), а также на установках, в которых использовалась технология плазменного ускорителя (Калифорнийский Технологический Институт и Вашингтонский Университет, США).

Еще одно перспективное направление лабораторных исследований струйных выбросов связано с технологией плазменного фокуса. Эти работы были начаты несколько лет назад в НИЦ "Курчатовский Институт" на установке ПФ-3 (Крауз и др., 2015; Митрофанов и др., 2017; Крауз и др., 2018), а затем были продолжены в Институте физики плазмы и лазерного синтеза (установка PF-1000, Варшава) и на установке КПФ-4 "Феникс" в Сухумском физико-техническом институте (Крауз и др., 2017). Здесь также накоплен большой объем данных, касающихся внутренней структуры плазменного выброса. Это стало возможным благодаря достаточно большим размерам выброса, позволяющим проводить как прямые зондовые измерения внутренней структуры магнитных полей, так и непосредственное измерение скоростией течения плазмы.

Отметим, что еще одной важной особенностью экспериментов на установках плазменного фокуса является то обстоятельство, что движение плазменного выброса осуществляется не в вакууме, а во внешней среде, причем такое движение происходит со сверхзвуковой скоростью. Это факт позволяет моделировать в лаборатории взаимодействие реальных астрофизических джетов с межзвездным газом, которое, как уже отмечалось, также осуществляется в сверхзвуковом режиме. Кроме того, возможность проследить эволюцию плазменного выброса на расстояниях порядка одного метра (т.е. в десятки раз больших, чем его поперечный размер) дает уникальную возможность понять причину устойчивости джетов.

Наконец, подчеркнем еще одно важное обстоятельство. В отличие от многих других лабораторных экспериментов, на установках плазменного фокуса реализуется не квазистационарная цилиндрическая конфигурация, а уединенный плазменный выброс. Но, согласно астрофизическим наблюдениям (Рейпарт и др., 2002; Хансен и др. 2017), нерелятивистские струйные выбросы из молодых звезд действительно распадаются на отдельные фрагменты (все они теперь называются течениями Хербига-Аро). Возможность напрямую исследовать структуру подобных течений является еще одним преимуществом лабораторных исследований, основанных на технологии плазменного фокуса. В результате удалость прояснить многие вопросы, касающиеся стабилизирующей роли магнитного поля, а также динамики нагрева и охлаждения газа в активных областях.

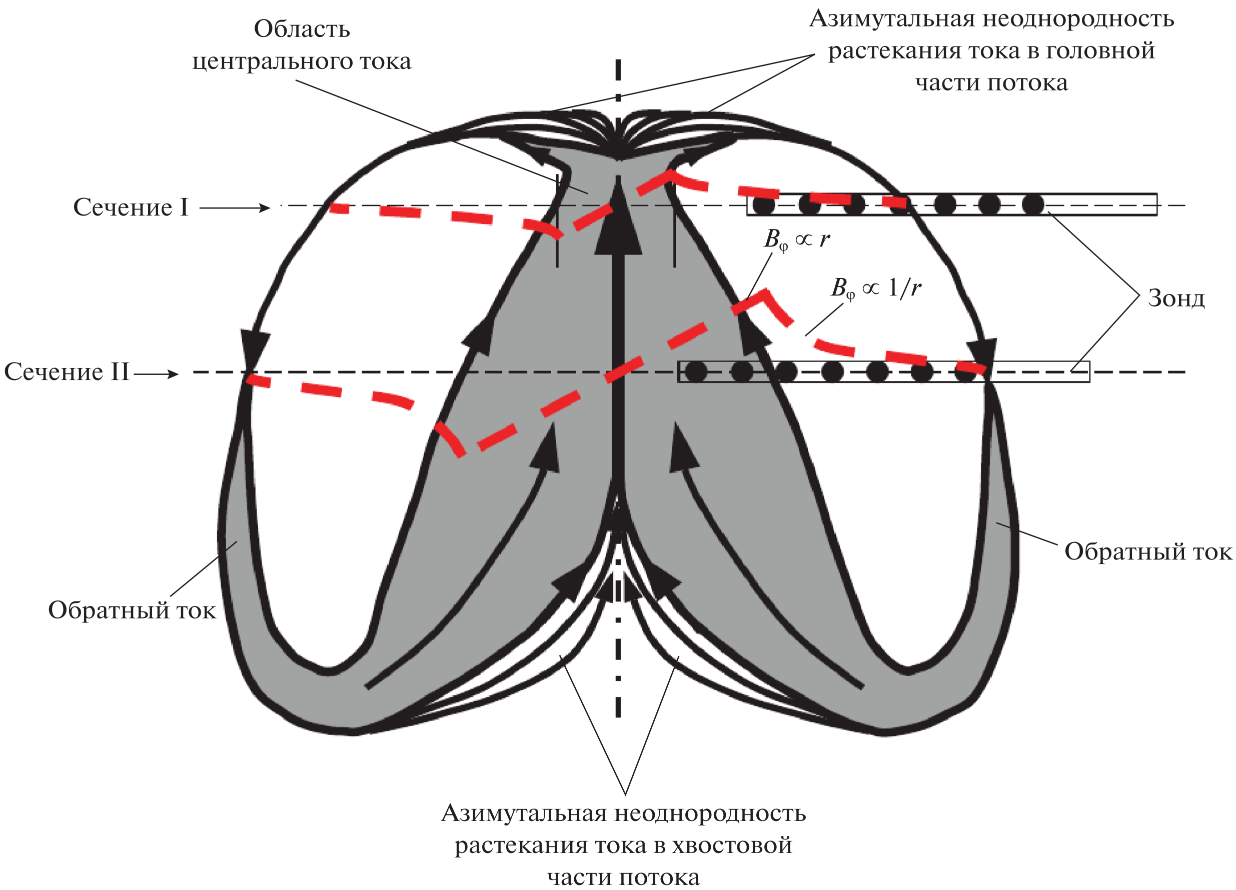


Рис. 1. Внутренняя структура плазменного выброса, воспроизведенная на основе результатов, полученных на установке КПФ-4 "Феникс" (Крауз и др., 2019). Штриховой линией показана структура тороидального магнитного поля, стрелками — схема циркуляции токов; пунктирными линиями — радиальное распределение тороидального магнитного поля в плазменном потоке $B_\varphi(r)$ в его центральной части и на периферии. Показано также два положения магнитного зонда в позициях I и II.

На рис. 1 показана характерная форма плазменного выброса, построенная по данным магнитозондовых измерений на установке КПФ-4 "Феникс" (Крауз и др., 2019). В этом эксперименте проведены измерения радиального распределения тороидального магнитного поля с помощью многоканального магнитного зонда, состоящего из витковых катушек с расстояниями между центрами катушек 5–6 мм. В этом случае сигналы с катушек будут зависеть от того, в какой части плазменного потока в данный момент располагается зонд. Так, для случая позиции I часть катушек находится в магнитном поле центрального тока вне зоны его протекания, а часть — за зоной протекания обратного тока, где магнитное поле равно нулю. В сечении II показан случай, когда часть катушек находится в области протекания осевого тока и соответственно нарастающего с радиусом магнитного поля, а оставшаяся часть — вне центрального тока, в области спадающего с радиусом магнитного поля. Анализ сигналов в различные моменты времени позволил определить радиусы протекания как центрального, так и обратного токов для различных условий эксперимента и построить феноменологическую модель плазменного сгустка.

Как мы видим, выброс представляет собой квази-тороидальное течение, в центре коротого, согласно прямым зондовым измерениям тороидального магнитного поля (штриховая линия), протекает продольный электрический ток. При этом поперечный размер головной части оказывается заметно меньше, чем его тыловая часть. Особенно следует отметить характерную воронку в головной части выброса, которая наблюдается как в лабораторных экспериментах, так иногда и в реальных астрофизических источнниках. Объяснению такой структуры (соответствующей именно течениям Хербига-Аро, а не цилиндрическим струйным выбросам) и посвящено настоящее исследование. Иными словами, ниже будет построено решение уравнений идеальной магнитной гидродинамики, описывающих тороидальный замагниченный плазменный выброс, движущийся в покоящейся среде.

Нахождение самосогласованной конфигурации уединенного плазменного выброса имеет значение и для численного моделирования распространения лабораторных и астрофизических джетов. Дело в том, что обычно при таком моделировании в качестве начальных условий задается непрерывный поток, натекающий в окружающую среду с нижней границы расчетной области (Беляев и др., 2018). При этом характерная фрагментарная структура джетов молодых звезд получается благодаря некому накладываемому периодическому возмущению изначально однородного потока (Тесилену и др., 2012). Поскольку в лабораторных условиях, как правило, мы имеем дело с уединенным выбросом, то для корректного задания начальных условий нужно знать не только гидродинамические характеристики такого выброса, но и структуру магнитного поля, надлежащий подбор которой является нетривиальной задачей. Решение вышеизложенной задачи может помочь при выборе подходящих начальных условий для моделирования лабораторных джетов и, как мы надеемся, течений Хербига-Аро.

В первой части работы мы напоминаем основные положения, которые лежат в основе метода уравнения Грэда–Шафранова, описывающего стационарные осесимметричные течения в рамках приближения идеальной магнитной гидродинамики. Во второй части сформулирован новый широкий класс решений этого уравнения, описывающий замкнутые стационарные течения. При этом мы ограничимся случаем дозвукового течения, поскольку интересующее нас взаимодействие плазменного выброса с внешней средой осуществляется вдоль контактной поверхности именно в этом режиме. Третья часть посвящена моделированию внутренней структуры плазменного выброса, реализуемого на установке плазменного фокуса. В Заключении обсуждаются возможные астрофизические приложения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основные уравнения

Напомним прежде всего основные положения метода уравнения Грэда-Шафранова, который позволяет в рамках идеальной магнитной гидродинамики описывать осесимметричные стационарные конфигурации на языке одного уравнения второго порядка на функцию магнитного потока $\Psi(r,z)$, содержащего в общем случае пять интегралов движения, т.е. пять величин, сохраняющихся на магнитных поверхностях. Впервые полная версия такого уравнения, включающая в себя все пять интегралов движения, была сформулирована Л.С. Соловьевым в 1963 г. в третьем томе знаменитой серии сборников “Вопросы теории плазмы”. Понятно, что в большинстве случаев при описании плазменных конфигураций, обсуждаемых в связи с проблемой удержания горячей плазмы, использовалась классическая версия (Шафранов, 1957; Грэд, 1960), соответствующая статическим конфигурациям ($\mathbf{v}=0$) и содержащая поэтому лишь два интеграла движения (Лао и др., 1981; Атанасиу и др., 2004; Дуез, Матис, 2010). Впрочем, в последние годы стали появляться работы, в которых полная версия обсуждалась и в связи с лабораторным экспериментом (Соннеруп и др., 2004; Гуаззотто, Хамейри, 2014; Лопес, Гуаззотто, 2017). Что же касается астрофизических приложений, то полная версия уравнения Грэда–Шафранова оказалась чрезвычайно полезной при исследовании трансзвуковых течений в окрестности нейтронных звезд и черных дыр (Блендфорд, Пейн, 1982; Хейвертс, Норман, 1989; Пеллетье, Пудриц, 1992; Бескин, 2005). Фактически, это направление было основным методом исследования магнитосфер компактных астрофизических объектов в течение нескольких десятилетий, пока его не вытеснили численные методы.

Прежде всего запишем соотношения, определяющие электромагнитные поля и скорость среды через интегралы движения

$$\mathbf{B} = \frac{\nabla\Psi\times\mathbf{e}_{\varphi}}{2\pi r} - \frac{2I}{rc}\mathbf{e}_{\varphi}, \tag{1}$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\Omega_{\rm F}}{2\pi c}\nabla\Psi, \tag{2}$$

$$\mathbf{v} = \frac{\eta_{\rm n}}{\rho}\mathbf{B} + \Omega_{\rm F} r\mathbf{e}_{\varphi}. \tag{3}$$

Здесь $\rho = m_{\rm p}n$ есть плотность среды, I есть полный ток в пределах данной магнитной трубки[1], а $\eta_{\rm n}$ есть отношение потока вещества к потоку магнитного поля. При выводе соотношения (3) использовалось уравнение вмороженности $\mathbf{E}+\mathbf{v}\times\times\mathbf{B}/c=0$.

Благодаря уравнению Максвелла $\nabla\cdot\mathbf{B}=0$ и уравнению непрерывности $\nabla\cdot(\rho\mathbf{v})=0$, получаем

$$\eta_{\rm n} = \eta_{\rm n}(\Psi), \tag{4}$$

т.е. величина $\eta_{\rm n}(\Psi)$ является интегралом движения. Так же сохраняющиеся на магнитных поверхностях плотность потока энергии (интеграл Бернулли) $E_{\rm n}$ и момента импульса $L_{\rm n}$ запишутся в виде

$$E_{\rm n}(\Psi) = \frac{\Omega_{\rm F} I}{2\pi c\eta_{\rm n}} + \frac{v^2}{2} + w, \tag{5}$$

$$L_{\rm n}(\Psi) = \frac{I}{2\pi c\eta_{\rm n}} + v_{\varphi}r. \tag{6}$$

[1] Знак “минус” введен для того, чтобы ток I был положительным.

Здесь w есть удельная энтальпия, определяемая из термодинамического соотношения $\mathrm{d}P = \rho \mathrm{d}w - nT\mathrm{d}s$. Еще двумя инвариантами будут угловая скорость $\Omega_\mathrm{F}(\Psi)$ (условие эквипотенциальности магнитных поверхностей) и энтропия $s(\Psi)$. При этом мы в дальнейшем будем измерять температуру в энергетических единицах; в этом случае энтропия s становится безразмерной.

Введенные выше определения позволяют определить продольный ток I и тороидальную скорость v_φ как

$$\frac{I}{2\pi} = c\eta_\mathrm{n}\frac{L_\mathrm{n} - \Omega_\mathrm{F} r^2}{1 - \mathcal{M}^2}, \tag{7}$$

$$v_\varphi = \frac{1}{r}\frac{\Omega_\mathrm{F} r^2 - L_\mathrm{n}\mathcal{M}^2}{1 - \mathcal{M}^2}, \tag{8}$$

где

$$\mathcal{M}^2 = \frac{4\pi\eta_\mathrm{n}^2}{\rho} \tag{9}$$

есть квадрат альфвеновского числа Маха ($\mathcal{M}^2 = v_\mathrm{p}^2/V_{\mathrm{A,\,p}}^2$, где $V_{\mathrm{A,\,p}} = B_\mathrm{p}/(4\pi\rho)^{1/2}$ — альфвеновская скорость[2]) а r — цилиндрическая координата. Что же касается самой величины $\mathcal{M}^2$, то она в рамках рассматриваемого здесь подхода должна определяться из уравнения Бернулли (5), которое с учетом алгебраических соотношений (7) и (8) может быть записано как

$$\frac{\mathcal{M}^4}{64\pi^4\eta_\mathrm{n}^2}(\nabla\Psi)^2 = 2r^2(E_\mathrm{n} - w) - \tag{10}$$
$$- \frac{(\Omega_\mathrm{F} r^2 - L_\mathrm{n}\mathcal{M}^2)^2}{(1 - \mathcal{M}^2)^2} - 2r^2\Omega_\mathrm{F}\frac{L_\mathrm{n} - \Omega_\mathrm{F} r^2}{1 - \mathcal{M}^2}.$$

Напомним, что в уравнении (10) удельная энтальпия w должна рассматриваться как функция энтропии s, а также числа Маха $\mathcal{M}^2$ и интеграла η_n. Соответствующая связь имеет вид

$$\nabla w = c_\mathrm{s}^2\left(2\frac{\nabla\eta_\mathrm{n}}{\eta_\mathrm{n}} - \frac{\nabla\mathcal{M}^2}{\mathcal{M}^2}\right) + \tag{11}$$
$$+ \left[\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial P}{\partial s}\right)_n + \frac{T}{m_\mathrm{p}}\right]\nabla s.$$

В частности, для политропного уравнения состояния

$$P = K(s)\rho^\Gamma, \tag{12}$$

когда для $\Gamma \neq 1$ имеем просто

$$w = \frac{c_\mathrm{s}^2}{(\Gamma - 1)}, \tag{13}$$

можно получить явное выражение

$$w(s, \mathcal{M}^2, \eta_\mathrm{n}) = \frac{\Gamma K(s)}{\Gamma - 1}\left(\frac{4\pi\eta_\mathrm{n}^2}{\mathcal{M}^2}\right)^{\Gamma - 1}. \tag{14}$$

Отметим, что зависимость $K(s)$ должна иметь при этом вполне определенную форму (см., например, Зельдович и др., 1981):

$$K(s) = K_0 e^{(\Gamma - 1)s}, \tag{15}$$

которая также будет использоваться в дальнейшем. В результате уравнение Бернулли позволяет выразить квадрат числа Маха через функцию потока Ψ и пять интегралов движения

$$\mathcal{M}^2 = \mathcal{M}^2[\Psi; E_\mathrm{n}(\Psi), L_\mathrm{n}(\Psi), \tag{16}$$
$$\Omega_\mathrm{F}(\Psi), \eta_\mathrm{n}(\Psi), s(\Psi)].$$

Наконец, условие баланса сил в направлении, перпендикулярном магнитным поверхностям (мы будем называть его обобщенным уравнением Грэда—Шафранова), может быть записано в виде (Хейвертс, Норман, 1989; Бескин, 2005)

$$\frac{1}{16\pi^3\rho}\nabla_k\left(\frac{1 - \mathcal{M}^2}{r^2}\nabla^k\Psi\right) + \frac{\mathrm{d}E_\mathrm{n}}{\mathrm{d}\Psi} + \tag{17}$$
$$+ \frac{\Omega_\mathrm{F} r^2 - L_\mathrm{n}}{1 - \mathcal{M}^2}\frac{\mathrm{d}\Omega_\mathrm{F}}{\mathrm{d}\Psi} + \frac{1}{r^2}\frac{\mathcal{M}^2 L_\mathrm{n} - \Omega_\mathrm{F} r^2}{1 - \mathcal{M}^2}\frac{\mathrm{d}L_\mathrm{n}}{\mathrm{d}\Psi} +$$
$$+ \left(2E_\mathrm{n} - 2w + \frac{1}{r^2}\frac{\Omega_\mathrm{F}^2 r^4 - 2\Omega_\mathrm{F} L_\mathrm{n} r^2 + \mathcal{M}^2 L_\mathrm{n}^2}{1 - \mathcal{M}^2}\right) \times$$
$$\times \frac{1}{\eta_\mathrm{n}}\frac{\mathrm{d}\eta_\mathrm{n}}{\mathrm{d}\Psi} - \frac{T}{m_\mathrm{p}}\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}\Psi} = 0.$$

Так как величина $\mathcal{M}^2$, согласно (16), есть теперь известная функция магнитного потока Ψ, уравнение (17) является замкнутым уравнением, позволяющим определять форму магнитных поверхностей.

Подчеркнем еще раз основное свойство рассматриваемого здесь подхода, которое и делает его в определенных случаях наиболее привлекательным. Дело в том, что после решения уравнения (17), т.е. после нахождения функции $\Psi(r, z)$ (а значит, и структуры полоидального поля), все остальные величины могут быть определены из алгебраических, хотя и неявных, уравнений (7)—(9). Тем самым в некоторых случаях оказывается возможным получать важную информацию о свойствах течений на основе анализа лишь достаточно простых алгебраических соотношений, не прибегая к решению нелинейного дифференциального уравнения (17).

Уравнение Грэда—Шафранова

Напомним теперь, как в рамках общего подхода происходит переход от уравнения (17) к уравнению

[2]Так как мы здесь везде рассматриваем только осесимметричные конфигурации, основную роль играют лишь полоидальные компоненты всех векторов.

Грэда–Шафранова, т.е. к уравнению, описывающему статические конфигурации ($\mathbf{v} = 0$). Для этого положим сначала в уравнении (17) $\Omega_{\rm F} = 0$ и $\eta_{\rm n} = \text{const}$. Это уже позволит избавиться от двух достаточно громоздких членов. Далее, переходим к пределам $\eta_{\rm n} \to 0$ (т.е. $\mathcal{M}^2 \to 0$) и $L_{\rm n} \to \infty$, так что при этом

$$I(\Psi) = 2\pi c \eta_{\rm n} L_{\rm n}(\Psi) = O(1). \qquad (18)$$

В этом случае интеграл Бернулли запишется просто как $E_{\rm n} = w$.

Умножив теперь уравнение (17) на $16\pi^3 r^2 \rho$, раскрывая при этом произведение $\mathcal{M}^2 L_{\rm n}$ как $4\pi\eta_{\rm n}^2 L_{\rm n}/\rho$ и используя термодинамическое соотношение $\mathrm{d}P = \rho \mathrm{d}w - nT\mathrm{d}s$, получаем окончательно в цилиндрических координатах (r, φ, z):

$$\Psi_{rr} - \frac{\Psi_r}{r} + \Psi_{zz} + 16\pi^2 I \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}\Psi} + + 16\pi^3 r^2 \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}\Psi} = 0. \qquad (19)$$

Как мы видим, уравнение Грэда–Шафранова требует задания лишь двух интегралов движения $I(\Psi)$ и $P(\Psi)$. В подключении же уравнения Бернулли (которое оказывается тождественно выполненным) теперь уже нет необходимости.

Понятно, что уравнение Грэда–Шафранова (19) достаточно хорошо изучено (Ландау, Лифшиц, 1982), и для простейших линейных зависимостей

$$I(\Psi) = a\Psi, \quad P(\Psi) = b\Psi + P_0, \qquad (20)$$

когда оно становится линейным

$$\Psi_{rr} - \frac{\Psi_r}{r} + \Psi_{zz} + 16\pi^2 a^2 \Psi + 16\pi^3 b r^2 = 0, \quad (21)$$

были получены аналитические решения. В частности, хорошо известно цилиндрическое решение уравнения (19) при $P(\Psi) = \text{const}$

$$\Psi(r) = krJ_1(kr), \qquad (22)$$

приводящее к хрестоматийной зависимости полей B_φ и B_z от r

$$B_\varphi(r) = B_0 J_1(kr), \quad B_z(r) = B_0 J_0(kr). \qquad (23)$$

Здесь $J_0(x)$ и $J_1(x)$ — функции Бесселя, и мы положили $k = 4\pi a$. Ниже мы будем использовать очевидное двумерное обобщение этого решения

$$\Psi(r, z) = Ck_1 r J_1(k_1 r) \times \times \cos(k_2 z + \phi_0) - \frac{\pi b}{a^2} r^2, \qquad (24)$$

где C и ϕ_0 — произвольные константы. Как легко проверить, выражение (24) действительно является решением уравнения (21) при выполнении условия

$$\sqrt{k_1^2 + k_2^2} = 4\pi a. \qquad (25)$$

НОВЫЙ КЛАСС РЕШЕНИЙ ДЛЯ НЕНУЛЕВОЙ СКОРОСТИ

К сожалению, следует сразу отметить, что рассмотренное выше решение — речь здесь, конечно же, на самом деле идет о некотором базисе, по которому можно разложить любое решение уравнения (21) — не может быть использовано для анализа внутренней структуры плазменного выброса, распространяющегося во внешней среде. Это связано с тем, что магнитные поверхности являются изобарическими ($P = \text{const}$), и поэтому такое решение (в системе покоя выброса) не может быть пришито к внешнему обтекающему потоку, в котором давление вдоль границы не является постоянным.

Покажем, однако, что рассмотренное выше семейство решений уравнения (24) имеет гораздо более широкую область применимости. Оказывается, это семейство остается базисом и для более сложной задачи, в которой все пять интегралов не равны нулю. Чтобы показать это, вновь умножим уравнение (17) на $16\pi^3 r^2 \rho$ и рассмотрим предел $\mathcal{M}^2 \ll 1$, соответствующий дозвуковому течению. Тогда после перегруппировки слагаемых получаем:

$$\begin{aligned} & r^2 \nabla_k \left(\frac{1}{r^2} \nabla^k \Psi \right) + \\ & + 16\pi^3 \rho \mathcal{M}^2 \left(L_{\rm n} \frac{\mathrm{d}L_{\rm n}}{\mathrm{d}\Psi} + L_{\rm n}^2 \frac{1}{\eta_{\rm n}} \frac{\mathrm{d}\eta_{\rm n}}{\mathrm{d}\Psi} \right) + \\ & + 16\pi^3 r^2 \rho \left(\frac{\mathrm{d}E_{\rm n}}{\mathrm{d}\Psi} + 2E_{\rm n} \frac{1}{\eta_{\rm n}} \frac{\mathrm{d}\eta_{\rm n}}{\mathrm{d}\Psi} - \Omega_{\rm F} \frac{\mathrm{d}L_{\rm n}}{\mathrm{d}\Psi} - \right. \\ & \left. - L_{\rm n} \frac{\mathrm{d}\Omega_{\rm F}}{\mathrm{d}\Psi} - 2\Omega_{\rm F} L_{\rm n} \frac{1}{\eta_{\rm n}} \frac{\mathrm{d}\eta_{\rm n}}{\mathrm{d}\Psi} \right) + \\ & + 16\pi^3 r^4 \rho \left(\Omega_{\rm F} \frac{\mathrm{d}\Omega_{\rm F}}{\mathrm{d}\Psi} + \Omega_{\rm F}^2 \frac{1}{\eta_{\rm n}} \frac{\mathrm{d}\eta_{\rm n}}{\mathrm{d}\Psi} \right) - \\ & - 16\pi^3 r^2 \rho \left(2w \frac{1}{\eta_{\rm n}} \frac{\mathrm{d}\eta_{\rm n}}{\mathrm{d}\Psi} + \frac{T}{m_{\rm p}} \frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}\Psi} \right) = 0. \end{aligned} \qquad (26)$$

Поскольку коэффициент перед скобкой во втором слагаемом благодаря условию (9) не содержит явно плотность $\rho = \rho(\mathcal{M}^2, \Psi)$, оно может быть оставлено в уравнении Грэда–Шафранова при условии, что второе слагаемое будет линейно по Ψ. Что же касается остальных слагаемых, то для линейности уравнения все они должны быть положены нулю. В результате мы приходим к следующим общим соотношениям между интегралами движения, при которых обобщенное уравнение Грэда–Шафранова оказывается линейным:

$$\Omega_{\rm F}(\Psi) = \frac{\Omega_0}{\eta_{\rm n}(\Psi)}; \qquad \Omega_0 = \text{const}, \qquad (27)$$

$$L_{\rm n}(\Psi) = \frac{A}{\eta_{\rm n}(\Psi)} \Psi + \frac{C}{\eta_{\rm n}(\Psi)}; \quad A, C = \text{const}, \quad (28)$$

$$E_{\rm n}(\Psi) = \frac{E_0}{\eta_{\rm n}^2(\Psi)} + \Omega_{\rm F}(\Psi)L_{\rm n}(\Psi); \qquad (29)$$
$$E_0 = {\rm const},$$
$$s(\Psi) = s_0 - 2C_{\rm p}\ln\eta_{\rm n}(\Psi), \quad s_0 = {\rm const}. \qquad (30)$$

В последнем уравнении мы учли упомянутые выше термодинамические соотношения для политропного уравнения состояния, для которого теплоемкость $C_{\rm p} = \Gamma/(\Gamma-1)$. При этом мы в дальнейшем всегда будем полагать $C = 0$, поскольку угловой момент $L_{\rm n}$ должен быть равен нулю на оси вращения ($\Psi = 0$): $L_{\rm n}(0) = 0$.

В результате уравнение Грэда–Шафранова вновь запишется в виде

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial r} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} + 64\pi^4A^2\Psi = 0, \qquad (31)$$

т.е. базис его решения не изменится. В свою очередь уравнение Бернулли, определяющее величину квадрата числа Маха $\mathcal{M}^2$ (а вместе с ней и все остальные параметры течения), принимает вид (ср. Гуаззотто, Хамейри, 2014)

$$\mathcal{M}^4\left[\frac{(\nabla\Psi)^2}{64\pi^4\eta_{\rm n}^2r^2} + \frac{L_{\rm n}^2}{r^2}\right] = 2(E_{\rm n} - \Omega_{\rm F}L_{\rm n}) - \qquad (32)$$
$$- 2w(\mathcal{M}^2, \eta_{\rm n}, s) + r^2\Omega_{\rm F}^2,$$

где удельная энтальпия $w(\mathcal{M}^2, \eta_{\rm n}, s)$ задается соотношением (14). При выводе уравнения (32) мы вновь везде, где можно, перешли к пределу $\mathcal{M}^2 \ll \ll 1$.

В заключение этого раздела отметим еще одно интересное обстоятельство. Если выбрать интегралы движения в виде:

$$\eta_{\rm n}(\Psi) = \eta_0 e^{\sigma\Psi}, \qquad (33)$$
$$\Omega_{\rm F}(\Psi) = \Omega_0 e^{-\sigma\Psi}, \qquad (34)$$
$$L_{\rm n}(\Psi) = \frac{A}{\eta_0}\Psi e^{-\sigma\Psi}, \qquad (35)$$
$$E_{\rm n}(\Psi) = E_0e^{-2\sigma\Psi} + \Omega_{\rm F}(\Psi)L_{\rm n}(\Psi), \qquad (36)$$
$$s(\Psi) = s_0 - 2C_{\rm p}\sigma\Psi, \qquad (37)$$

где σ может иметь любой знак, то в уравнении Бернулли все слагаемые будут содержать фактор $e^{-2\sigma\Psi}$. Это следует как из самого вида интегралов, так и из явного выражения (14) для удельной энтальпии w и условия $K(s) = K_0e^{(\Gamma-1)s}$ (15). В результате имеем после сокращений:

$$\mathcal{M}^4\left[\frac{(\nabla\Psi)^2}{64\pi^4\eta_0^2r^2} + \frac{A^2\Psi^2}{\eta_0^2r^2}\right] = \qquad (38)$$
$$= 2E_0 - 2\frac{\Gamma K_0(4\pi\eta_0^2)^{\Gamma-1}}{(\Gamma-1)(\mathcal{M}^2)^{\Gamma-1}} + r^2\Omega_0^2.$$

Соответственно для температуры T в этом случае получаем $T = T_0e^{-2\Gamma\sigma\Psi}$.

Здесь нужно сделать еще одно очень важное замечание. Как хорошо известно (Хейвертс, Норман, 1989; Соннеруп и др., 2004), при отбрасывании малого слагаемого $\mathcal{M}^2$ в первом члене уравнения Грэда–Шафранова (17) следует соблюдать осторожность, поскольку именно благодаря этому слагаемому уравнение Грэда–Шафранова становится гиперболическим и в области $\mathcal{M}^2 < 1$, а именно в области, где полоидальная скорость $v_{\rm p}$ заключена в пределах $V_{\rm cusp,\,p} < v_{\rm p} < c_{\rm s}$. Здесь

$$V_{\rm cusp,\,p} = \frac{c_{\rm s}V_{\rm A,p}}{(c_{\rm s}^2 + V_{\rm A}^2)^{1/2}} \qquad (39)$$

есть так называемая касповая скорость, и мы рассматриваем случай $c_{\rm s} < V_{\rm A}$. Поэтому к условию применимости эллиптического уравнения (31) $\mathcal{M}^2 \ll 1$ следует также добавить условие

$$v_{\rm p} \ll V_{\rm cusp,\,p}. \qquad (40)$$

Качественно же условия, при которых рассмотренное нами приближение остается справедливым, можно получить непосредственно из соотношения (38). Действительно, так как уравнение (31) является линейным, потенциал Ψ (а вместе с ним и магнитное поле) можно сделать сколь угодно большим. С другой стороны, согласно уравнению Бернулли (38), квадрат числа Маха $\mathcal{M}^2$ обратно пропорционален Ψ, так что при достаточно больших магнитных полях число Маха всегда можно сделать сколь угодно малым. Соответственно при достаточно большом магнитном поле становится большой и касповая скорость.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Теперь мы можем перейти к нашей основной цели – построению решения, описывающего внутреннюю структуру плазменного выброса, реализуемого на установке КПФ-4 "Феникс". Для этого естественно перейти в систему отсчета, в которой плазменный выброс покоится. Тогда задача сводится к определению формы контактного разрыва, разделяющего плазменный выброс и натекающий поток плазмы, на котором выполнено условие равенства полных давлений. При этом решение во внутренней области сводится к нахождению коэффициентов C_k, ϕ_k в разложении

$$\Psi(r, z) = \sum_k C_k krJ_1(kr)\cos(k_2z + \phi_k), \qquad (41)$$

где теперь

$$k_2 = \sqrt{64\pi^4A^2 - k^2}. \qquad (42)$$

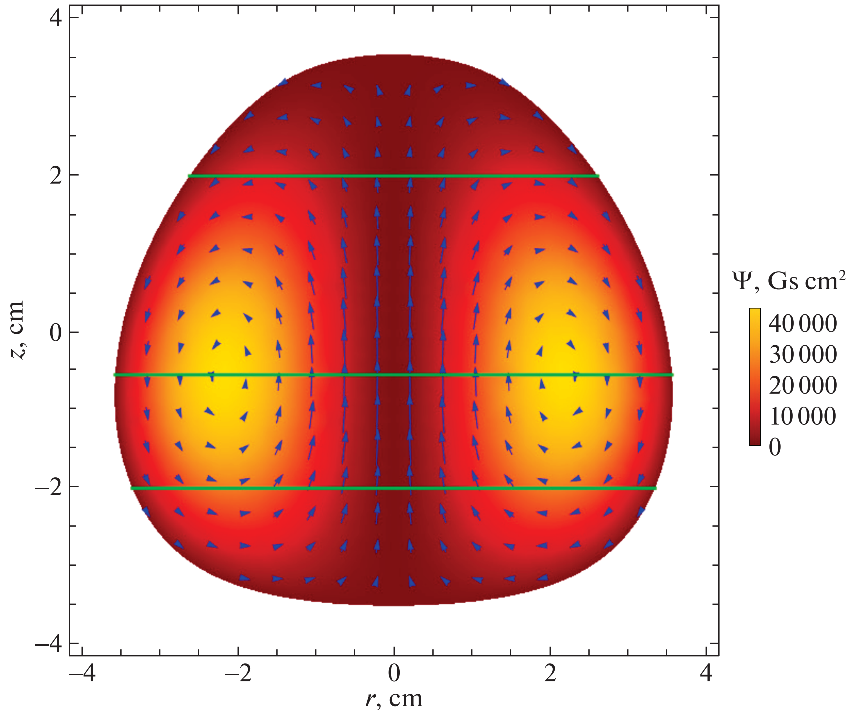


Рис. 2. Структура течения в пределах плазменного выброса. Стрелками показаны величины скоростей $\mathbf{v}$. В ту же сторону направлено и полоидальное магнитное поле $\mathbf{B}$, а плотность электрического тока $\mathbf{j}$ направлена в противоположную сторону. Цветом обозначена величина потенциала $\Psi(r, z)$. Показаны также три сечения, которые используются на последующих рисунках.

При построении решения входящие параметры выбирались таким образом, чтобы они в наибольшей степени соответствовали лабораторному эксперименту. Поэтому внешняя среда моделировалась однородным гидродинамическим течением (концентрация частиц $n_{\rm e} = 2 \times 10^{16}$ см$^{-3}$, скорость $v_z = -100$ км/с). Остальные же параметры выбирались так, чтобы поперечный размер струйного выброса, как и при лабораторном моделировании, составлял несколько сантиметров. Наконец, для полного замыкания тока на внешней границе плазменного выброса мы, согласно (7), положили $\Omega_0 = 0$. Отметим, что благодаря этому условию в пределе $\mathcal{M}^2 \ll 1$ мы получаем

$$I = 2\pi c \eta_{\rm n}(\Psi) L_{\rm n}(\Psi), \tag{43}$$

так что электрический ток вновь оказывается интегралом движения. А это означает, что электричесикий ток $\mathbf{j}_{\rm p}$ будет течь вдоль магнитных силовых линий. При этом его направление, благодаря знаку “минус” в формуле (1), будет противоположно направлению магнитного поля.

В результате оказалось, что для определения структуры плазменного выброса, на границе которого выполнено условие баланса полных давлений с натекающим течением, с хорошей точностью можно ограничиться лишь пятью решениями (24) линейного уравнения (21). Их параметры приведены в табл. 1. Они соответствуют следующим величинам, определяющим интегралы движения (все величины в СГС): $\eta_0 = 1.137 \times 10^{-5}$ г/(см^2 с Гс), $A = 0.0159$ 1/см, $E_0 = 7 \times 10^{11}$ см^2/с^2, и $K_0 = 2 \times$ $\times\, 10^{15}$. Величину σ удобно представить в долях Ψ_0: $\sigma = 0.4/\Psi_0$. Наконец, показатель политропы выбирался как для одноатомного газа: $\Gamma = 5/3$.

На рис. 2 показаны форма плазменного выброса и распределение скоростей течения $\mathbf{v}$ в пределах выброса. Согласно соотношениям (3) и (43), в ту же сторону направлено и магнитное поле $\mathbf{B}$, а плотность электрического тока $\mathbf{j}$ направлена в противоположную сторону. Цветом обозначена величина потенциала $\Psi(r, z)$. Показаны также три сечения, которые используются на последующих рисунках.

Мы видим, что найденное нами решение действительно хорошо воспроизводит основные морфологические характеристики — увеличение ширины плазменного выброса в его тыльной части, наличие характерной “воронки” в головной части. При этом, как показано на рис. 3, при указанном

Таблица 1. Параметры решений (24) линейного уравнения (21) для $\Psi_0 = 2.4 \times 10^4$ Гс см^2

k	2.1	0.9	0.8	0.2	0.1
ϕ_0	0.0	0.0	1.0	1.2	1.7
C/Ψ_0	1.0	0.3	0.4	0.5	0.6

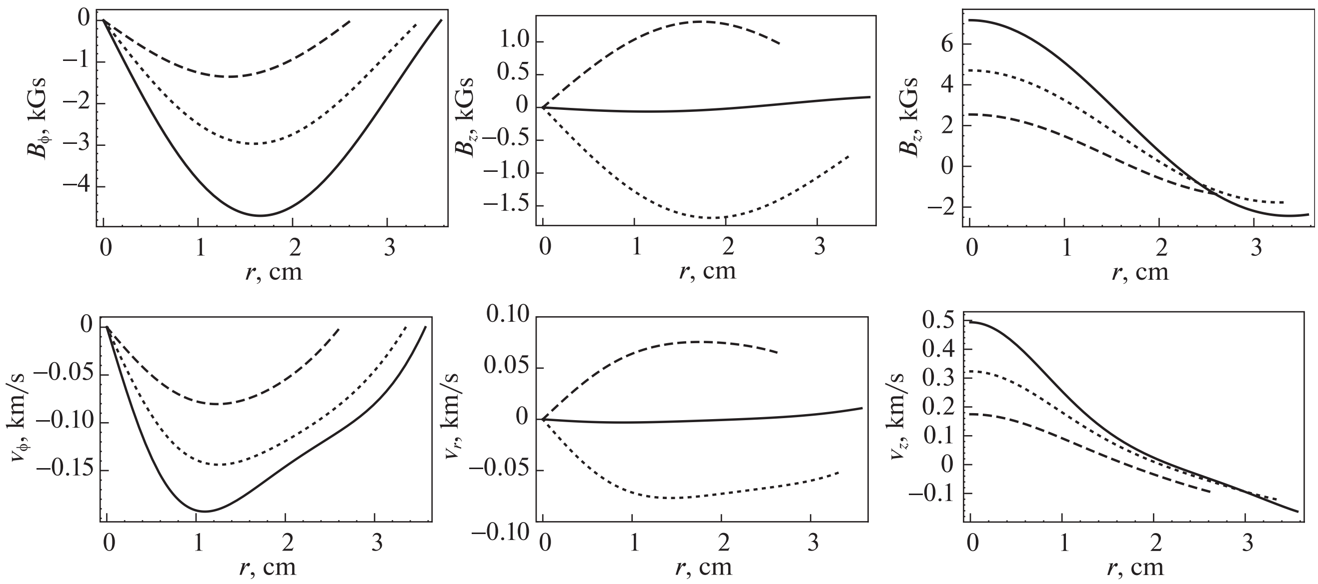


Рис. 3. Радиальные распределения магнитного поля (верхняя строка) и скорости (нижняя) на различной высоте: сплошная линия соответствует высоте $z = -0.55$ см (средняя линия на рис. 2, на которой достигается максимальная плотность), штриховая — уровню $z = 2$ см, а пунктирная — уровню $z = -2$ см.

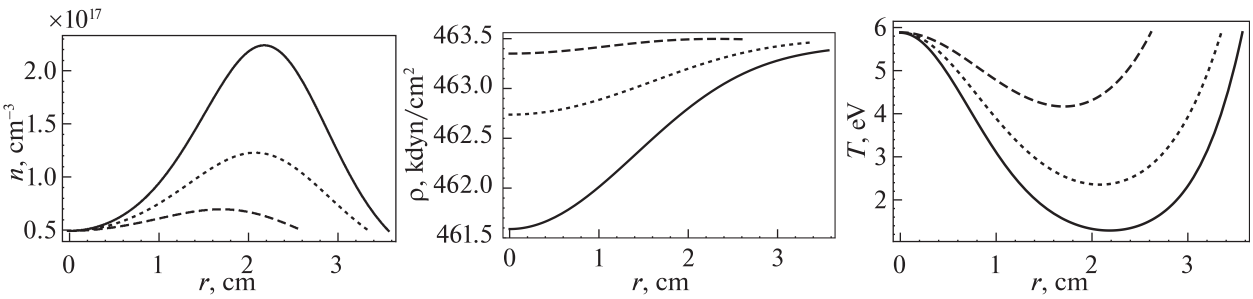


Рис. 4. Радиальные распределения концентрации, давления и температуры на различной высоте: сплошная линия соответствует высоте $z = -0.55$ см (высота максимума плотности), штриховая — высоте $z = 2$ см, а пунктирная — высоте $z = -2$ см.

выборе интегралов хорошо воспроизводится и поперечное распределение тороидального магнитного поля B_φ (левый рисунок в верхней строке). Здесь различные кривые соответствуют различной высоте: сплошная линия высоте $z = -0.55$ см (среднее сечение на рис. 2, на которой достигается максимумы потенциала Ψ и плотности), штриховая — высоте $z = 2$ см, а пунктирная — высоте $z = -2$ см. Что же касается остальных компонент магнитного поля, а также структуры самого течения, то их сравнение с данными эксперимента еще предстоит провести в будущем.

Далее, на рис. 4 показаны радиальные распределения концентрации, давления и температуры на различной высоте. Наконец, на рис. 5 и рис. 6 (также для трех сечений) показаны значения квадрата альфвеновского числа Маха $\mathcal{M}^2$, а также сравнение полоидальной скорости $v_{\rm p}$ и касповой скорости $V_{\rm cusp}$ (39). Как мы видим, условия $\mathcal{M}^2 \ll \ll 1$ и $v_{\rm p} \ll V_{\rm cusp}$ действительно выполняются с большим запасом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в нашей работе был найден новый широкий класс решений обобщенного уравнения Грэда—Шафранова, позволяющий описывать осесимметричные стационарные дозвуковые течения. На его основе была определена внутренняя структура плазменного выброса, наблюдаемого при лабораторном моделировании нерелятивистских джетов на установке КПФ-4 “Феникс”.

Конечно, следует подчеркнуть, что внутренняя структура плазменного выброса была найдена лишь в некотором ограниченном классе решений уравнения Грэда—Шафранова. Поэтому рассмотренный здесь подход не претендует на универсальность. С другой стороны, сам факт того, что уравнение Грэда—Шафранова линеаризуется на достаточно широком классе интегралов движения (одна свободная функция $\eta_{\rm n}(\Psi)$ и четыре константы A, $\Omega_{\rm F}$, E_0 и K_0), уже можно рассматривать как независимый важный результат нашей работы.

Вместе с тем оказалось, что даже такая упрощенная модель хорошо воспроизводит основные

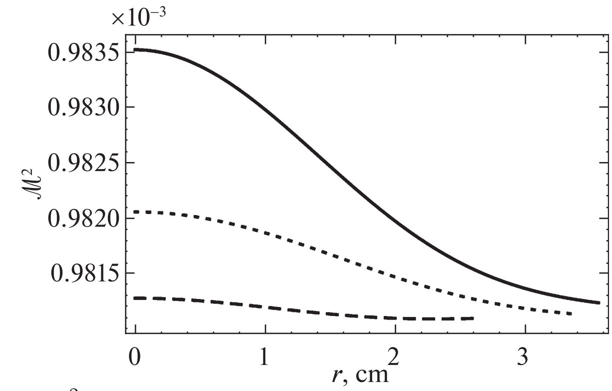


Рис. 5. Квадрат числа Маха $\mathcal{M}^2$ на различных высотах: сплошная линия соответствует высоте $z = -0.55$ см, штриховая — высоте $z = 2$ см, а пунктирная — высоте $z = -2$ см.

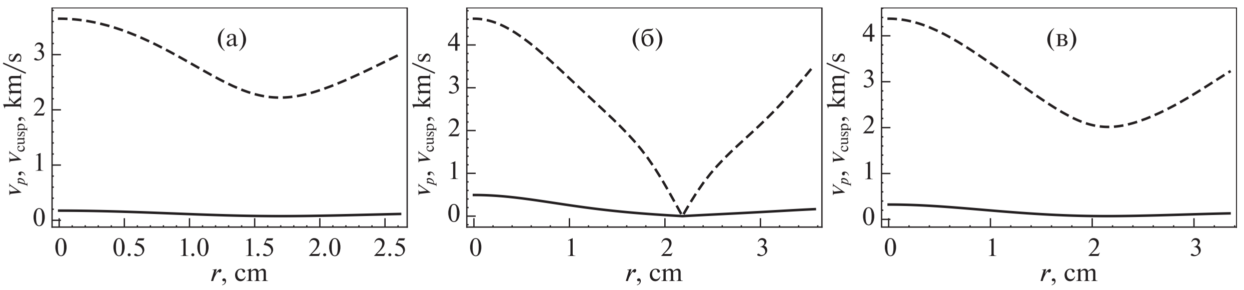


Рис. 6. Сравнение полоидальной скорости v_p (сплошная линия) и касповой $V_{\rm cusp}$ (штриховая линия) на разных высотах: (а) $z = 2$ см, (б) $z = -0.55$ см, (в) $z = -2$ см.

морфологические характеристики плазменного выброса — увеличение его ширины в тыльной части, а также наличие характерной “воронки” в головной части. Соответственно естественным образом нашло свое объяснение и наличие узкого токового канала вблизи оси выброса (см. рис. 3). В дальнейшем было бы чрезвычайно полезно проверить пространственное распределение и других параметров (скорости, плотности, температуры), которые в настоящий момент еще недоступны для прямых измерений. Еще одним интересным результатом нашего рассмотрения можно считать вывод о том, что в пределах плазменного выброса неизбежно должно возникнуть циркуляционное движение плазмы.

Наконец, еще раз подчеркнем, что полученное решение можно использовать в качестве начального условия при моделировании распространения выброса в плазмофокусных установках. Также, возможно, аналогичный метод можно применить для нахождения самосогласованных конфигураций объектов Хербига-Аро и последующего численного расчета их движения в окружающей среде.

Что же касается астрофизических приложений, то здесь следует сразу отметить, что построенное выше решение может быть рассмотрено лишь как первое приближение. Дело в том, что в рамках идеальной магнитной гидродинамики невозможно последовательно описать ни процессы диссипативного нагрева, ни процессы излучения, которые играют заметную роль в астрофизических источниках. Тем не менее даже такая простая модель позволила воспроизвести основные морфологические свойства течений, в том числе и характерную воронку в головной части выброса. Подробное рассмотрение всех этих вопросов, естественно, выходило за рамки настоящей работы.

Авторы выражают признательность К.П. Зыбину и В.И. Краузу за стимулирующее обсуждение. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-29-21006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альбертацци и др. (B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, et al.), Science **346**, 325 (2014).
2. Арс и др. (H.G. Arce, D. Shepherd, F. Gueth, C.-F. Lee, R. Bachiller, A. Rosen, and H. Beuther), in *Molecular Outflows in Low- and High-Mass Star-forming Regions. Protostars and Planets V*, B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil (eds.), University of Arizona Press, Tucson, 2007, p. 245–260.
3. Аро (G. Haro), Astron. J. **55**, 72 (1950).
4. Атанасиу и др. (C.V. Atanasiu, S. Günter, K. Lackner, and I.G. Miron), Phys. Plasmas, **11**, 3510 (2004).
5. Беллан (P.B. Bellan), J. Plasma Phys. **84**, 755840501 (2018).
6. Беляев В.С., Бисноватый-Коган Г.С., Громов А.И. и др., Астрон. журн. **95**, 1 (2018).

7. Бескин В.С., *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005).
8. Блендфорд, Пейн (R.D. Blandford and D.G. Payne), MNRAS **199**, 883 (1992).
9. Блонден и др. (J.M. Blondin, B.A. Fryxell, and A. Königl) Astrophys. J. **360**, 370 (1990).
10. Боденхаймер (P.H. Bodenheimer), Principles of Star Formation (Heidelberg:Springer, 2011).
11. Бокки и др. (M. Bocchi, B. Ummels, J.P. Chittenden, S.V. Lebedev, A. Frank, and E.G. Blackman), Astrophys. J. **767**, 84 (2013).
12. Грэд (H. Grad), Rev. Mod. Phys. **32**, 830 (1960).
13. Гуаззотто, Хамейри (L. Guazzotto and E. Harmeiri), Phys. Plasmas **21**, 022512 (2014).
14. Дуез, Матис (V. Duez and S. Mathis), Astron. Astrophys. **517**, A58 (2010).
15. Зельдович Я.Б., Блинников С.И., Шакура Н.И., Физические основы строения и эволюции звезд (М.: Изд-во МГУ, 1981).
16. Кайдич, Рага (P. Kajdič and A.C. Raga), Astrophys. J. **670**, 1173 (2007).
17. Крауз и др. (V. Krauz, V. Myalton, V. Vinogradov, E. Velikhov, S. Ananyev, S. DanTko, Yu. Kalinin, A. Kharrasov, K. Mitrofanov, and Yu. Vinogradova), 42nd EPS Conference on Plasma Physics **39E**, 4.401 (2015).
18. Крауз и др. (V.I. Krauz, V.V. Myalton, V.P. Vinogradov, and E.P. Velikhov), J. of Physics: Conf. Series **907**, 012026 (2017).
19. Крауз и др. (V.I. Krauz, V.S. Beskin, and E.P. Velikhov), Int. J. Mod. Phys. D **27**, 1844009 (2018).
20. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Войтенко Д.А., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Тимошенко А.П., Астрон. журн. **96**, 156 (2019).
21. Лавин, Ю (E.S. Lavine and S. You), Phys. Rev. Lett. **123**, 145002 (2019).
22. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982).
23. Лебедев и др. (S.V. Lebedev, A. Frank, and D.D. Ryutov), Rev. Mod. Phys. **91**, 025002 (2019).
24. Лао и др. (L.L. Lao, S.P. Hirshman, and R.M. Wieland), Phys. Fluids **24**, 1431 (1981).
25. Лопес, Гуаззотто (O.E. Lopez and L. Guazzotto), Phys. Plasmas **24**, 032501 (2017).
26. МакКи, Острайкер (Ch.F. McKee and E.C. Ostriker), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **45**, 565 (2007).
27. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Харрасов А.М., Виноградова Ю.В., Астрон. журн. **94**, 152 (2017).
28. Норман и др. (M.L. Norman, K.-H. Winkler, L. Smarr, and M.D. Smith), Astron. Astrophys. **113**, 285 (1982).
29. Пеллетье, Пудриц (G. Pelletier and R.E. Pudritz), Astrophys. J. **394**, 117 (1992).
30. Рага и др. (A.C. Raga, F. de Colle, P. Kajdič, A. Esquivel, and J. Cantó), Astron. Astrophys. **465**, 879 (2007).
31. Рей и др. (T. Ray, C. Dougados, F. Bacciotti, J. Eislöffel, and A. Chrysostomou), *Toward Resolving the Outflow Engine: An Observational Perspective. Protostars and Planets V* (Ed. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil, Univer. Arizona Press, Tucson, 2007), p. 231–244.
32. Рейпарт и др. (B. Reipurth, S. Heathcote, J. Morse, P. Hartigan, and J. Bally), Astron. J. **123**, 362 (2002).
33. Рютов и др. (D.D. Ryutov, M.S. Derzon, and M.K. Matzen), Rev. Mod. Phys. **72**, 167 (2000).
34. Соловьев Л.С., *Вопросы теории плазмы* (под. ред. М.А. Леонтовича, М.: Атомиздат, 1963), т. 3, с. 245.
35. Соннеруп и др. (B.U.Ã.Sonnerup, H. Hasegawa, W.-L. Teh, and L.-N. Hau), J. Geophys. Res. **111**, A09204 (2004).
36. Стоун, Норман (J.M. Stone and M.L. Norman), Astrophys. J. **413**, 210 (1993).
37. Стоун, Харди (J.M. Stone and Ph.E. Hardee), Astrophys. J. **540**, 192 (2000).
38. Сузуки и др. (F. Suzuki-Vidal, M. Bocchi, S.V. Lebedev, G.F. Swadling, G. Burdiak, S.N. Bland, P. de Grouchy, G.N. Hall, et al.), Phys. Plasmas **19**, 022708 (2012).
39. Сурдин В.Г., *Рождение звезд* (М.: УРСС, 2001).
40. Тесилену и др. (O. Teşileanu, A. Mignone, S. Massaglia, and F. Bacciotti), Astrophys. J. **746**, 96 (2012).
41. Франк и др. (A. Frank, T.P. Ray, S. Cabrit, P. Hartigan, H.G. Arce, F. Bacciotti, J. Bally, M. Benisty, J. Eislöffel, M. Güdel, S. Lebedev, B. Nisini, and A. Raga), *Protostars and Planets VI* (Ed. H. Beuther, R.S. Klessen, C.P. Dullemond, Th. Henning, Univer. Arizona Press, Tucson **914**, 451, 2014).
42. Хансен и др. (E.C. Hansen, A. Frank, P. Hartigan, and S.V. Lebedev), Astrophys. J. **837**, 143 (2017).
43. Хейвертс, Норман (J. Heyvaerts and J. Norman), Astrophys. J. **347**, 1055 (1989).
44. Хербиг (G.H. Herbig), Astrophys. J. **111**, 11 (1950).
45. Хуарте-Эспиноза и др. (M. Huarte-Espinosa, A. Frank, E.G. Blackman, A. Ciardi, P. Hartigan, S.V. Lebedev, and J.P. Chittenden), Astrophys. J. **757**, 66 (2012).
46. Чиарди (A. Ciardi), *Jets from Young Stars IV* (Ed. P.J. Valente Garcia, J.M. Ferreira, Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, Berlin **793**, 31, 2010).
47. Чиарди и др. (A. Ciardi, S.V. Lebedev, A. Frank, F. Suzuki-Vidal, G.N. Hall, S.N. Bland, A. Harvey-Thompson, E.G. Blackman, et al.), Astrophys. J. **691**, L147 (2009).
48. Шафранов В.Д., ЖЭТФ **33**, 710 (1957).

СПЕКТРОСКОПИЯ B- И Be-ЗВЕЗД В МОЛОДОМ РАССЕЯННОМ ЗВЕЗДНОМ СКОПЛЕНИИ NGC 581 (M 103)

© 2020 г.

А. Е. Тарасов*

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

Поступила в редакцию 26.03.2020 г.
После доработки 01.06.2020 г.; принята к публикации 25.06.2020 г.

По спектрам умеренного разрешения в области 4200–5200 Å исследованы B- и Be-звезды в молодом рассеянном звездном скоплении NGC 581. Температуры исследуемых звезд получены дифференциальным методом с выбором простых спектроскопических параметров ряда линий и их сравнения с аналогичными параметрами обширной выборки B-звезд, для которой получены аккуратные оценки $T_{\rm eff}$ в рамках неЛТР анализа их атмосфер. Применение данного метода для исследуемой выборки объектов позволило уверенно определить возраст скопления $t = 22 \pm 1$ млн лет и модуль расстояния до скопления $(m - M)_0 = 12.4^m$. Исследована спектральная переменность эмиссионного спектра четырех Be-звезд, входящих в скопление. Показано, что все они имеют долговременную переменность профилей, характерную для классических Be-звезд.

Ключевые слова: звезды, спектральные наблюдения, рассеянные звездные скопления, Be-звезды.

DOI: 10.31857/S0320010820070086

ВВЕДЕНИЕ

Рассеянные звездные скопления традиционно являются важными объектами при исследовании эволюции звезд различных масс. Однако, несмотря на значительное их количество в Галактике, достаточно уверенное определение возраста, выполненное несколькими методами, остается явно недостаточным. На это есть ряд объективных причин, таких как небольшое количество ярких скоплений, выделение членов скоплений в густонаселенных рукавах Галактики, корректный учет межзвездного поглощения и другие. Данная работа является продолжением исследования B- и Be-звезд ранних спектральных классов (B0–B3) в молодых звездных скоплениях с возрастом менее 25 млн лет (Тарасов, Мальченко, 2012; Тарасов, 2017).

NGC 581 (M 103), несмотря на значительное количество фотометрических исследований, является относительно слабоизученным молодым умеренно населенным рассеянным звездным скоплением, расположенным в рукаве Персея. Скопление неоднократно исследовалось с использованием широкополосной фотометрии, начиная с работы Хоаг и др. (1961), однако по настоящее время для звезд скопления отсутствуют среднеполосные фотометрические наблюдения, что существенно влияет на уверенное определение его возраста. Как следует из глубоких фотометрических обзоров скопления, выполненных Сагар и Джоши (1978), Фелпс и Джанес (1994) и Саннер и др. (1999), возраст скопления составляет 16–22 млн лет, тогда как недавно выполненные исследования Дамбис и др. (2017) оценивают возраст в 58 млн лет по RI фотометрии и даже в 166 млн лет, полученных из анализа узкополосных фотометрических наблюдений в линии Hα. Скопление расположено в глубине рукава Персея, и поэтому на него проецируются многочисленные звезды фона, что заметно влияет на аккуратность в определении принадлежности звезд к скоплению. Важным шагом в выделении звезд, членов скопления, стало исследование собственных движений звезд в окрестности NGC 581, выполненных Саннер и др. (1999). Тем не менее отсутствие уверенных оценок физических параметров атмосфер звезд окончательно не сняло вопрос о возрасте скопления. Перечисленные выше проблемы, помимо всего, связаны с тем фактом, что по настоящее время выполнено единственное спектроскопическое исследование с выборкой по значительному количеству звезд.

Хуанг и др. (2010) определили физические характеристики атмосфер B-звезд по спектрам с высоким разрешением, но полученным в узком спектральном диапазоне Hγ — MgII 4481 Å. В остальных случаях физические характеристики B- и Be-звезд оценены только по бесщелевым спек-

*Электронный адрес: aetarasov@mail.ru

тральным наблюдениям с основной целью поиска звезд с эмиссией в линии Нα (Мэтью и др., 2008). Поэтому основными целями данной работы являлись спектральные исследования В- и Ве-звезд скопления, аккуратное определение температуры звезд и нестационарности эмиссионного спектра Ве-звезд.

НАБЛЮДЕНИЯ

Все спектральные наблюдения В- и Ве-звезд скопления NGC 581 выполнены со спектрографом умеренного разрешения, установленном в фокусе Нэсмита 2.6-м телескопа ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории РАН. Спектры были получены в области длин волн 4200–5200 Å с разрешением около 2 Å и отношением сигнал/шум, как правило, лучше 100. Всего были получены спектры для 18 В- и Ве-звезд скопления и нескольких звезд, которые оказались звездами фона. Последние были исключены при последующем анализе. Дополнительно с теми же аппаратными установками были получены спектры более 30 В-звезд из списка Любимков и др. (2000, 2002), для которых по неЛТР моделям атмосфер с высокой точностью определены параметры их атмосфер. Данные спектры в дальнейшем были использованы при определении эффективной температуры $T_{\rm eff}$ для В-звезд скопления.

Последующая редукция спектрограмм выполнялась по стандартной методике, включающей учет плоского поля, вычитание свечения ночного неба и рассеянного света, привязку к шкале длин волн по линиям гелий-неоновой лампы и нормировку к континууму при помощи полиномиального сплайна. Барицентрические юлианские даты приводились на середину каждой экспозиции. Для корректного исключения событий, связанных с попаданием на спектр космических частиц, каждый спектр обычно состоял из двух экспозиций, продолжительностью до 30 мин. Точность привязки спектра к шкале длин волн была не хуже 10 км с^{-1}.

Полный список исследованных В-звезд скопления приведен в табл. 1. Представленная идентификация звезд скопления соответствует нумерации базы данных WEBDA (https://webda.physics.muni.cz/). Особое внимание уделено исследованию нестационарности Ве-звезд скопления. Для этого в течение ряда сезонов нами получено значительное количество наблюдений всех известных Ве-звезд и детально исследована переменность эмиссионного спектра четырех Ве-звезд. В табл. 2 представлен журнал наблюдений Ве-звезд NGC 581-49, NGC 581-76, NGC 581-87 и звезды а (V1122 Cas). В таблице также представлены измеренные параметры эмиссионной компоненты линии Нβ, а именно, отношение интенсивностей эмиссионных пиков V/R. У звезды а эмиссионный профиль оставался однокомпонентным, поэтому приводится только его интенсивность над континуумом спектра. Измерения интенсивностей эмиссионных пиков осуществлялись от уровня континуума. В случаях, когда пик эмиссионной компоненты располагался под уровнем континуума, его интенсивность рассчитывалась над уровнем фотосферного профиля линии. Погрешности в определении параметра V/R составляли $\sim$0.015.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР В-ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЯ

При определении эффективной температуры $T_{\rm eff}$ В- и Ве-звезд скопления был применен дифференциальный метод. Поскольку возраст скопления приблизительно известен и лежит, по разным оценкам, в пределах 18–30 млн лет, разумно предположить, что звезды более ранних спектральных классов В0–В3 являются нормальными гигантами, тогда как более холодные звезды В4–В7 все еще остаются нормальными карликами. Исходя из этого, нами получены спектры более 30 звезд из списка Любимков и др. (2000, 2002), удовлетворяющие данному критерию, с теми же аппаратурными установками спектрографа, которые использовались при наблюдениях звезд скопления.

Поскольку определение параметров атмосфер стандартных звезд выполнено очень аккуратно, по спектрам высокого разрешения и с использованием неЛТР моделей атмосфер, разумно выбрать ряд простых критериев, позволяющих сравнить спектры звезды скопления и стандартных объектов. Проще всего в нашем случае оценить эффективные температуры звезд $T_{\rm eff}$, что дает возможность исключить цвет звезд (обычно $B-V$) при определении эволюционного статуса членов скопления. Другой важный параметр $\log g$, напрямую связанный со светимостью звезды, более сложен в определении и по спектрам нашего качества менее предпочтителен определению блеска звезды, особенно в отсутствие фотометрических данных, полученных при помощи среднеполосной фотометрии.

Для определения температуры были выбраны следующие параметры спектров: отношение остаточных интенсивностей линий $I_{\rm HeI4471}/I_{\rm MgII4481}$; эквивалентные ширины линий Нβ и Нγ, измеренные в спектральном диапазоне ±30 Å от центра линии; остаточные интенсивности линий металлов, таких как OII 4640, 4349, 4367, 4415, 4417, 4642, 4649, 4591, 4661, 4705 Å, CII 4267, 4735, 4744 Å, SiIII 4552, 4568 Å, SiII 5041, 5056 Å (их интенсивности существенно меняются в изучаемом диапазоне температур). При измерении W_λ(Нγ) фактически измерялась бленда, куда,

Таблица 1. Физические параметры B- и Be-звезд скопления NGC 581

N_{WEBDA}	V	JDh (2400000)	$T_{\rm eff}$, K	π, мкс дуги
35	10.488	57080.343	19000	–
41	12.257	56578.476	15000	0.427 ± 0.028
		57259.549		
42	11.248	56223.506	18000	0.368 ± 0.041
		57080.389		
56	12.176	57260.448	15000	0.447 ± 0.049
59	11.478	56692.373	17500	0.331 ± 0.037
		57046.301		
70	11.785	57233.324	16500	0.310 ± 0.036
73	10.603	56223.459	19500	0.895 ± 0.391
		57233.391		
111	11.871	56537.564	16000	0.331 ± 0.028
122	11.028	57046.437	18500	0.27 ± 0.032
127	9.110	56223.531	21000	0.392 ± 0.034
128	12.225	56223.555	15000	0.436 ± 0.028
147	13.346	57260.596	12000	0.317 ± 0.021
158	12.670	57260.522	16000	0.397 ± 0.049
175	12.361	57260.379	14500	0.456 ± 0.045
7834	11.850	56578.567	16000	0.399 ± 0.032
		56861.427		
49 Be	11.776		16200	0.312 ± 0.030
76 Be	11.432		15500	0.449 ± 0.035
87 Be	11.352		15700	0.304 ± 0.047
a Be	9.712		21000	0.300 ± 0.031

помимо Hγ, входил ряд линий OII в красном крыле, которые при нашем спектральном разрешении образовывали неразделяемую депрессию. Измерение $W_\lambda(\mathrm{H}\beta)$ также имело сложности, связанные с удаленностью скопления ($\sim$2.9 кпк, Саннер и др., 1999) и присутствием относительно интенсивной межзвездной депрессии неизвестного происхождения в красном крыле линии (Хербиг, 1975). Она аппроксимировалась профилем Гаусса по красному крылу депрессии и вычиталась (детали методики ее учета более подробно описаны в Тарасов и др., 2016). Точность измерения эквивалентных ширин по линиям HI была ниже еще и вследствие необходимости однородного проведения континуума. Однако в целом, с учетом аккуратного подбора стандартных звезд с ограниченным набором светимостей, соответствующих приблизительно известному возрасту скопления, был получен результат, заметно превосходящий по точности случай прямого применения моделей атмосфер к спектрам имеющегося спектрального разрешения.

Таблица 2. Параметры эмиссионной линии Hβ у Be-звезд скопления NGC 581

JDh (2400000)	V/R	JDh	V/R	JDh	I
NGC 581-76		NGC 581-87		a	
56223.309	0.815	56223.358	0.987	56578.544	1.166
56537.467	0.795	56537.516	0.974	56665.348	1.204
56578.357	0.799	56578.403	0.980	56692.254	1.202
56665.303	0.798	56665.395	0.990	56861.474	1.146
56692.210	0.838	56692.301	0.996	56872.436	1.121
56861.381	0.829	56898.507	1.012	56898.434	1.102
56872.484	0.817	56899.468	1.000	56899.422	1.119
56898.366	0.825	57045.247	1.010	56903.322	1.127
56899.376	0.788	57080.295	1.011	57045.316	1.230
56900.353	0.816	57233.485	1.010	57046.368	1.217
56903.375	0.822	57259.384	1.014	57080.248	1.197
56904.239	0.819			57233.279	1.294
57045.201	0.870	NGC 581-49		57259.317	1.333
57046.183	0.846	56222.535	0.999		
57080.203	0.858	56223.236	1.008		
57232.268	0.868	57232.314	abs.		
57233.438	0.839	57759.460	1.014		
57259.249	0.854				
57260.284	0.862				

Для каждого из выбранных критериев были получены зависимости их изменения с температурой, которые затем аппроксимировались полиномами. По совокупности перечисленных выше критериев, погрешности при определении $T_{\rm eff}$ для не эмиссионных B-звезд не превышали 500°. Следует учесть, что погрешности в независимых определениях температуры каждой из стандартных звезд из списка Любимков и др. (2000, 2002) лежат в этих же пределах. Наши оценки $T_{\rm eff}$ для не эмиссионных звезд скопления NGC 581 представлены в табл. 1.

Погрешности в определении $T_{\rm eff}$ для Be-звезд существенно выше и составляют около 2000°. Это связано с тем, что при оценке $T_{\rm eff}$ использовался в основном только параметр $I_{\rm HeI4471}/I_{\rm MgII4481}$. Полученные оценки температуры Be-звезд также приведены в таблице. Детальное исследование атмосфер ряда звезд скопления NGC 581 выполнялось ранее в работе Хуанг и др. (2010). Для определения параметров атмосфер звезд скопления ими использовались только линия Hγ и стандартные ЛТР модели Куруца. Звезды, для которых выполнены измерения $T_{\rm eff}$ нами и этими авторами, представлены на рис. 1. Как следует из рисунка, в некоторых случаях расхождения в оценках температуры звезд весьма значительны и существенно превышают приводимые погрешности. На наш взгляд, столь значительные расхождения связаны прежде всего с использованием единственной линии Hγ при одновременном определении $T_{\rm eff}$ и $\log g$. Применение стандартных ЛТР моделей атмосфер существенно в меньшей степени повлияло на точность определения температур.

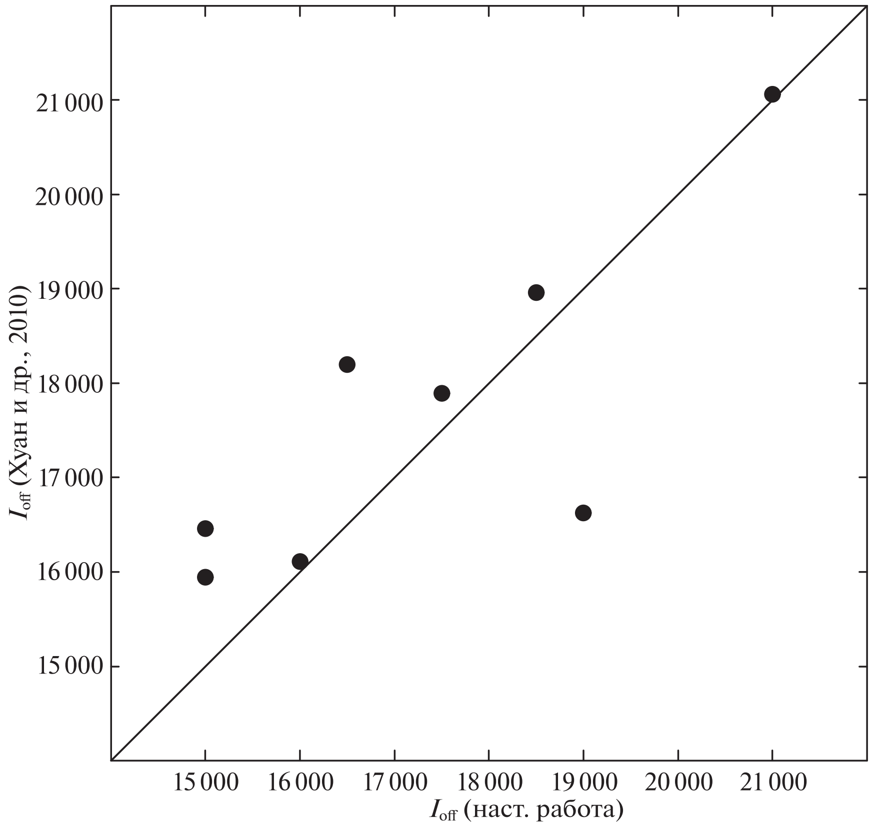


Рис. 1. Сопоставление полученных оценок T_{eff} для B-звезд скопления NGC 581 в настоящей работе и данных, взятых из работы Хуанг и др. (2010).

ВОЗРАСТ СКОПЛЕНИЯ NGC 581

Поскольку скопление достаточно удалено и расположено внутри рукава Персея, в его направлении расположены как минимум три выраженные звездные группировки, не считая звезд фона (Саннер и др., 1999). Это, безусловно, существенно затрудняет определение принадлежности звезд к скоплению и соответственно нахождение его базовых параметров. Детальная идентификация членов скопления выполнялась в нескольких работах, во всех случаях за основу брались результаты широкополосной фотометрии. Наиболее детальным можно считать исследование, выполненное Саннер и др. (1999). Авторы, помимо фотометрии BV, изучили собственные движения звезд, что позволило создать наиболее обширный список звезд — членов скопления и уверенно определить базовые параметры скопления.

При определении возраста скопления нами использовались наблюдения в фильтре V, взятые из работы Саннер и др. (1999) (за исключением Be-звезды "a" (V1122 Cas)), а также определенные выше значения T_{eff}, которые приведены в табл. 1. На рис. 2 изображены полученные результаты. Как следует из рисунка, нам удалось уверенно оценить возраст скопления, используя эффективную температуру как независимый от фотометрических наблюдений параметр. Изохрона, приведенная на рисунке, построена по эволюционным моделям Брессан и др. (2012) для солнечной металличности. Наилучшее согласие наблюдаемых данных с теоретическими расчетами получено для возраста скопления $t = 22 \pm 1$ млн лет и модуля расстояния $(m-M)_0 = 12.4^m$. Несмотря на то что оценки блеска V наблюдаемых спектроскопически звезд взяты из работы Саннер и др. (1999), ими по фотометрическим данным $V-(B-V)$ получены несколько отличные результаты: $t = 16 \pm 4$ млн лет и модуль расстояния $(m-M)_0 = 12.3 \pm 0.1^m$. Тем не менее наши оценки искомых параметров лежат практически в пределах представленных погрешностей авторов.

Положения ряда звезд на рис. 2 недостаточно хорошо укладываются на использованную изохрону. Прежде всего это Be-звезды 76, 87 и V1122 Cas (звезда a). Помимо значительно большей погрешности в измерениях температуры, заметное влияние оказывает наличие газового диска вокруг данных объектов. Звезда 35, согласно измерениям лучевых скоростей Лиу и др. (1989), является спектрально двойной системой. Наша оценка эффективной температуры звезды 158 не может быть понижена,

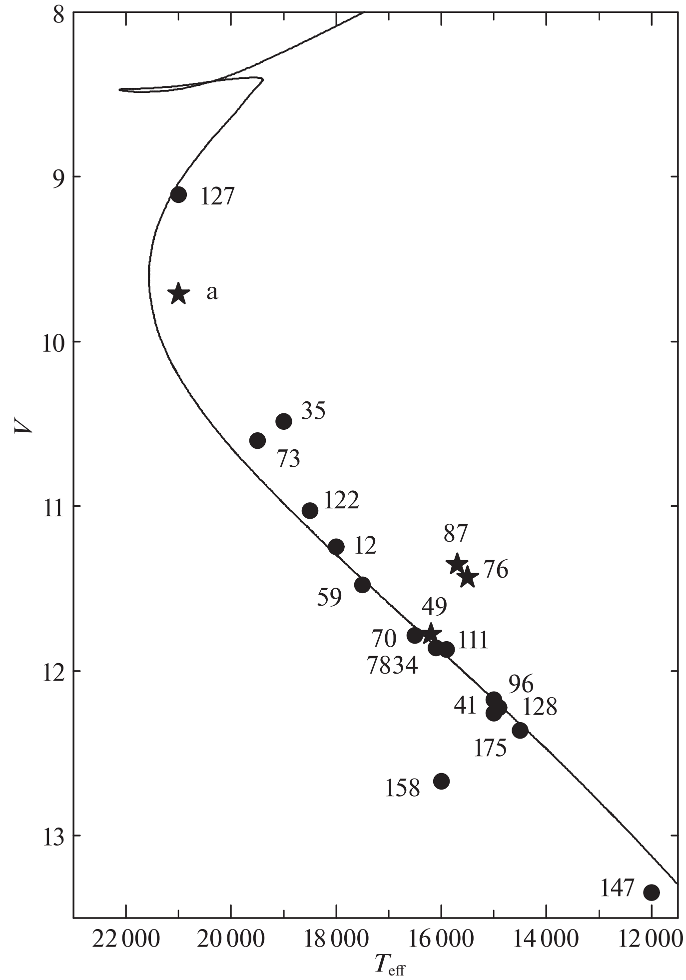


Рис. 2. Диаграмма $T_{\rm eff} - V$, построенная по звездам для скопления NGC 581. Кружки — B-звезды; звездочки — Be-звезды. Непрерывная линия — изохрона, построенная скоплением возрастом $t = 22$ млн лет, металличностью $Z = 0.02$ и модулем расстояния $(m - M)_0 = 12.4^m$. Номера звезд приведены по каталогу WEBDA, символом "a" отмечена V1122 Cas.

и причина выпадения ее из общей зависимости не установлена.

Определение параллаксов исследуемых звезд скопления выполнено с помощью телескопа Gaia-DR2 (Группа Гая и др., 2018) и приведено в табл. 1. Как видно из таблицы, параллаксы подтвержденных членов скопления, исключая несколько существенно выпадающих значений, демонстрируют заметное рассеяние данных в диапазоне 0.45–0.30 мкс дуги, что соответствует расстоянию до скопления 2.2–3.3 кпк. Оценка расстояния по паралаксам звезд, исследуемых в данной работе, совпадает с более обширным исследованием Кантат-Гаудин и др. (2018). Указанные авторы получили расстояние 2.49 кпк. Определение расстояния до скопления по фотометрическим данным дает 2.2 кпк (Саннер и др., 1999), что указывает на хорошее согласие между обоими методами в определении расстояния до скопления.

Be-ЗВЕЗДЫ И ИХ НЕСТАЦИОНАРНОСТЬ

В течение нескольких сезонов нами исследована переменность эмиссионного спектра четырех известных Be-звезд скопления. Спектры всех звезд продемонстрировали долговременную переменность профилей эмиссионных линий на различных временных промежутках. На рис. 3 представлено по несколько типичных профилей в спектральной области 4830–4950 Å, куда попадают линии Hβ и HeI 4921 для Be-звезд 49, 76, 87 и V1122 Cas. Юлианские даты получения каждого из спектров представлены справа на каждом из рисунков. Для удобства отображения спектры последовательно сдвинуты на постоянную величину по интенсивности. Как видно из рисунка, профили линии Hβ у звезд 49 и 76 имеют ярко выраженную двухкомпонентную структуру со значительной переменностью интенсивности эмиссионных компонент в период наблюдений. Двухкомпонентная

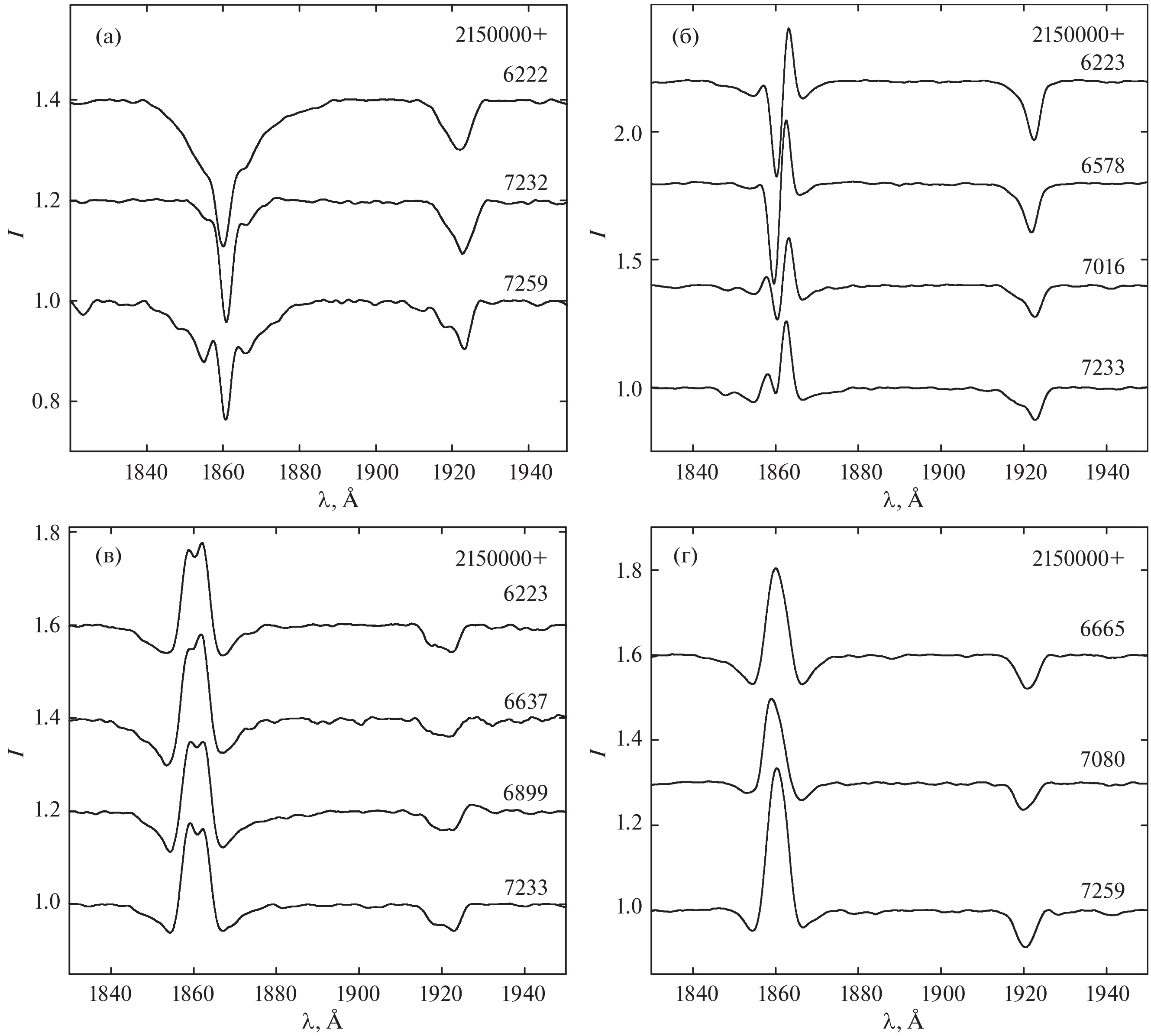


Рис. 3. Избранные профили четырех исследуемых Be-звезд в скоплении NGC 581, демонстрирующие нестационарность эмиссионного спектра в области длин волн 4830–4950 Å. На рисунке последовательно представлены спектры звезд: (а) — NGC 581–49, (б) — NGC 581–76, (в) — NGC 581–87, (г) — V1122 Cas (звезда a).

структура профиля Hβ у звезды 87 была менее выражена, хотя интенсивность компонент также заметно менялась во времени. Профиль линии Hβ у звезды V1122 Cas оставался однокомпонентным, хотя интенсивность линии заметно варьировалась от сезона к сезону.

Также обращает на себя внимание заметная переменность профиля линии HeI 4921. На представленных профилях видно присутствие дополнительной абсорбционной компоненты (в меньшей степени для звезды V1122 Cas). Во всех случаях данная компонента смещена в синюю область спектра на несколько десятков км с$^{-1}$, а ее интенсивность заметно варьируется со временем, что указывает на нестационарность звездного ветра во внутренних частях диска данных звезд.

Для эмиссионной составляющей профиля линии Hβ были измерены интенсивности эмиссионных компонент V и R и их отношение V/R. Последняя величина традиционно используется как хороший индикатор нестационарности оболочек Be-звезд на различных временных интервалах.

Все четыре исследованные Be-звезды показали признаки переменности как интенсивностей эмис-

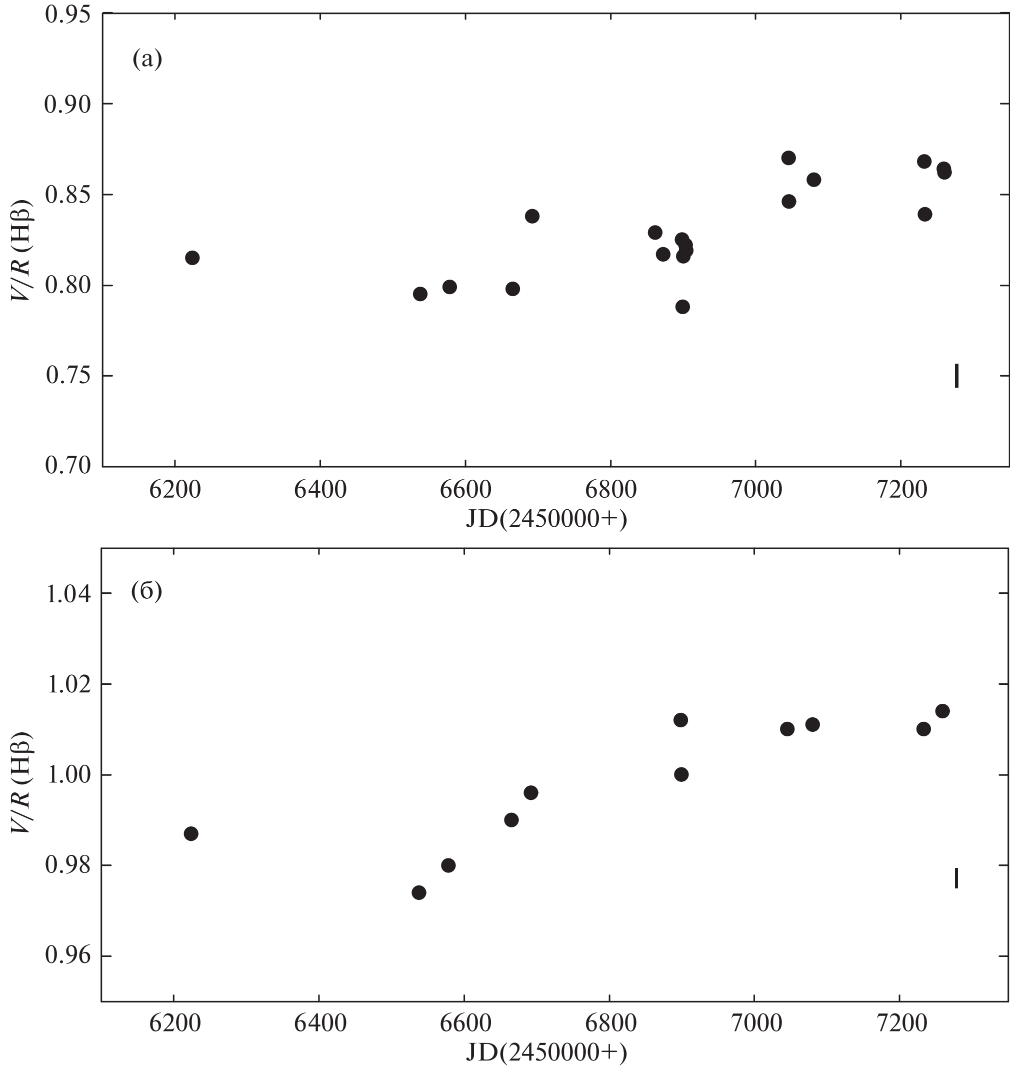


Рис. 4. Долговременная переменность параметра V/R эмиссионного профиля линии Hβ у Be-звезд: (а) — NGC 581–76, (б) — NGC 581–87. Вертикальная черточка в правом нижнем углу каждого графика отражает погрешность измерения параметра V/R.

сионного спектра, так и параметра V/R. Для звезды 49 было получено несколько спектров, и, как видно на рис. 3а, эмиссионная компонента профиля линии Hβ показывает заметные вариации интенсивностей и их отношения. Для звезды 76 было получено наиболее значительное количество спектров. На рис. 3б эмиссионный профиль линии Hβ всегда оставался двухкомпонентным со значительными вариациями интенсивностей компонент V и R. Кроме того, особенно выделялась переменность центральной абсорбционной компоненты от сезона к сезону. На рис. 4а представлена долговременная переменность параметра V/R для этой звезды. Как видно на рисунке, данный параметр имел заметную переменность в течение каждого из сезонов наблюдений, и хорошо заметна долговременная переменность с возможным характерным временем в несколько лет, заметно превосходящая точность измерения указанного параметра $\sim$0.015. Данный вид переменности характерен для оболочек Be-звезд и обычно объясняется неустойчивостью геометрически тонких и протяженных дисков (Ривиниус и др., 2013). Как видно на рис. 3в, профиль линии Hβ у звезды 87 имеет слабо выраженную двухкомпонентную структуру с небольшой переменностью интенсивностей эмиссионных пиков от сезона к сезону. Переменность параметра V/R сходна с переменностью у звезды 76, хотя и имеет существенно меньшую амплитуду (рис. 4б), тем не менее превосходящую погрешность в $\sim$0.015. Поэтому можно утверждать, что в оболочке звезды также присутствуют неоднородности в плотности, прецессирующие в диске с характерным временем в несколько лет. Количество спектров, полученных для звезды V1122 Cas, не столь велико, профиль линии Hβ в течение всего периода наблюдений оставался широким однокомпонентным с заметными вариациями его интенсивности от сезона к сезону (рис. 3г).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Молодое рассеянное звездное скопление NGC 581, несмотря на относительно высокую яркость горячих звезд, остается все еще недостаточно исследованным. Наблюдается недопустимо значительный разброс в оценках его возраста. Для его уточнения в работе выполнены спектроскопические исследования с умеренным разрешением B-звезд. Для определения эффективной температуры данных объектов применен дифференциальный метод, основанный на точном определении физических параметров атмосфер стандартных звезд и построении простых зависимостей изменения ряда спектроскопических параметров с изменением их температуры в предположении, что параметр $\log g$ известен и примерно соответствует возрасту, определенному из фотометрических наблюдений. Данная методика позволила с хорошей точностью ($\sim$500°) определить температуры B-звезд и оценить с существенно более низкой точностью ($\sim$2000°) температуры Be-звезд. Подобная методика в определении температур звезд с приблизительно известным эволюционным статусом оказалась более предпочтительной, чем прямое определение параметров атмосфер на основе моделей атмосфер, по спектрам более высокого разрешения, но с ограниченным набором используемых линий. Нахождение значений $T_{\rm eff}$ для B-звезд скопления позволило с высокой точностью определить возраст скопления $t = 22 \pm \pm 1$ млн лет и модуль расстояния $(m - M)_0 = = 12.4^m$. Данные оценки совпадают с полученными ранее по результатам широкополосной фотометрии и имеют заметно более высокую точность. Попытка уточнить расстояния до скопления с использованием прямых измерений параллаксов изучаемых звезд по данным телескопа Gaia показала все еще недостаточную точность для достаточно удаленных и относительно слабых объектов.

Исследованная нами нестационарность эмиссионного спектра четырех Be-звезд скопления не выявила значительных аномалий как в самом эмиссионном спектре исследуемых объектов, так и в долговременной переменности профилей ярких линий. Все звезды демонстрировали долговременную переменность профилей и интенсивности линий от сезона к сезону. Две наиболее изученных Be-звезды NGC 581–76 и NGC 581–87 показали обычную волнообразную, возможно, квазипериодическую переменность отношения интенсивностей эмиссионных пиков V/R с характерными временами в несколько сотен дней.

Автор выражает глубокую благодарность анонимному рецензенту за детальный анализ текста статьи, существенно повлиявший на качество представления материала и сделанные выводы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брессан и др. (A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C.D. Cero, S. Rubele, and A. Nanni), MNRAS **427**, 127 (2012).
2. Группа Гая и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, et al.), Astron. Astrophys. **616**, A1 (2018).
3. Дамбис и др. (A.K. Dambis, E.V. Glushkova, L.N. Berdnikov, and Y.C. Joshi), MNRAS **465**, 1505 (2017).
4. Кантат-Гаудин и др. (T. Cantat-Gaudin, C. Jordi, A. Vallenari, A. Bragaglia, et al.), Astron. Astrophys. **618**, A93 (2018).
5. Лиу и др. (T. Liu, K.A. Janes, and T.M. Bania), Astron. J. **98**, 626 (1989).
6. Любимков и др. (S.L. Lyubimkov, D.L. Lambert, T.M. Rachkovskaya, S.I. Rostopchin, A.E. Tarasov, D.B. Poklad, V.M. Larionov, and L.V. Larionova), MNRAS **316**, 19 (2000).
7. Любимков и др. (S.L. Lyubimkov, T.M. Rachkovskaya, S.I. Rostopchin, and D.L. Lambert), MNRAS **333**, 9 (2002).
8. Мэтью и др. (B. Mathew, A. Subramaniam, and B.C. Bhatt), MNRAS **388**, 1879 (2008).
9. Ривиниус и др. (T. Rivinius, A.C. Carciofi, and C. Martayan), Astron. Astrophys. Rev. **21**, 69 (2013).
10. Сагар, Джоши (R. Sagar and U.C. Joshi), Bull. Astron. Soc. India **6**, 12 (1978).
11. Саннер и др. (J. Sanner, M. Geffert, J. Brunzendeorf, and J. Schmoll), Astron. Astrophys. **349**, 448 (1999).
12. Тарасов (А.Е. Тарасов), Астрофизика **60**, 291 (2017).
13. Тарасов (А.Е. Тарасов, С.Л. Мальченко, Письма Астрон. журн. **38**, 486 (2012) [A.E. Tapacов and S.L. Malchenk, Astron. Lett. **38**, 428 (2012)].
14. Тарасов (А.Е. Тарасов, С.Л. Мальченко, К. Якут), Письма Астрон. журн. **42**, 741 (2016) [A.E. Tarasov et al., Astron. Lett. **42**, 674 (2016)].
15. Фелпс, Джанес (R.L. Phelps and K.A. Janes), Astrophys. J. Suppl. Ser. **90**, 31 (1994).
16. Хербиг (G.H. Herbig), Astrophys. J. **196**, 129 (1975).
17. Хоаг и др. (A.A. Hoag, H.L. Johnson, B. Iriarte, R.I. Mitchell, K.L. Hallam, and S. Sharpless), Publ. Naval. Observ. **17**, 346 (1961).
18. Хуанг и др. (W. Huang, D.R. Gies, and M.V. McSwain), Astrophys. J. **722**, 605 (2010).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2020, том 46, № 7, с. 514–519

РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВОГО ГОДА ПРОГРАММЫ ПОИСКА ПОЛЯРОВ 3BS

© 2020 г.
М. М. Габдеев[1,2*], Т. А. Фатхуллин[1], Н. В. Борисов[1], В. В. Шиманский[3], А. И. Колбин[1], А. С. Москвитин[1], В. Н. Аитов[1], Г. Ш. Митиани[1]

[1]*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*

[2]*Институт прикладных исследований АН РТ, Казань, Россия*

[3]*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

Поступила в редакцию 01.05.2020 г.
После доработки 21.05.2020 г.; принята к публикации 26.05.2020 г.

Представлены результаты первого года поиска кандидатов в поляры по программе 3BS (3-Band Survey) с использованием среднеполосных фильтров. В ходе реализации программы получены наблюдательные данные для 84 отобранных объектов из каталога катаклизмических переменных обзора неба CRTS DR1. Обнаружены карликовая новая во время вспышки и поляр. Проведен анализ имеющихся архивных данных. Карликовая новая относится к типу U Gem или Z Cam и содержит массивный вторичный компонент $M_2 = 0.94 \pm 0.04\ M_\odot$. Для найденного поляра получена оценка продолжительности орбитального периода $P_O = 0\overset{d}{.}054437$ и вычислена величина магнитного поля белого карлика $B \approx 32\ MG$.

Ключевые слова: катаклизмические переменные, поляры.

DOI: 10.31857/S0320010820060030

ВВЕДЕНИЕ

Поиск новых катаклизмических переменных является актуальной задачей. Короткие орбитальные периоды этих тесных двойных систем позволяют за небольшой промежуток времени определить их динамические и физические характеристики и сделать вывод об их текущем состоянии и эволюции. Для поиска используются большие фотометрические и спектральные обзоры неба, такие как SDSS (Шкоди и др., 2011), CRTS (Дрэйк и др., 2009), OGLE (Мроз и др., 2015), LAMOST (Хоу и др., 2020) или анализ наблюдений рентгеновских обсерваторий ROSAT, Integral, XMM-Newton, Swift (см., например, Буерман, Томас, 1993; Розен и др., 2016). Благодаря выполнению перечисленных поисковых работ найдены тысячи новых тесных двойных систем, в том числе катаклизмических переменных разных типов. Наша группа предложила и рассмотрела возможности поиска кандидатов особого типа катаклизмических переменных — поляров с помощью среднеполосных фильтров (Габдеев и др., 2020). Практическая реализация данной поисковой задачи 3BS (3-Band Survey) выполнена с применением наблюдений на телескопе Цейсс-1000 САО РАН.

Поляры (звезды типа AM Her) — магнитные катаклизмические переменные, состоящие из магнитного белого карлика ($B > 10MG$) и красного карлика M-K класса. Сильное магнитное поле определяет наблюдательные особенности этих систем: синхронное вращение компонент системы, аккреция вещества вдоль магнитных силовых линий, включение циклотронного механизма охлаждения, приводящего к поляризации излучения в оптическом и инфракрасном диапазонах. Основная область излучения континуума компактна, и поэтому внезатменная амплитуда орбитальной переменности блеска может достигать 2^m звездных величин. В отличие от других классов катаклизмических переменных, в полярах, как правило, не наблюдается взрывного увеличения блеска. В системе изменяется темп аккреции вещества, в результате чего объект переходит в более высокое или более низкое состояние блеска. Исключением является поляр V1500 Cyg, который взорвался как новая с увеличением блеска системы на 19^m звездных величин (Хонда и др., 1975; Стокман и др., 1988). Спектры поляров имеют голубой континуум с наложенными на него широкими линиями циклотронного излучения и сильными узкими однопиковыми

*Электронный адрес: gamak@sao.ru

линиями водорода серии Бальмера, нейтрального и ионизованного гелия. Особенностью излучения поляров является сравнимая интенсивность линий Hβ и линии He II λ4686 Å. Подробнее об этих объектах можно прочитать в обзорных работах Кроппера (1990) и Уорнера (2003). В этой работе мы публикуем результаты первого года поиска кандидатов в поляры программы 3BS. Статья состоит из следующих секций: наблюдения, результаты, заключение.

НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения выполнены на телескопе Цейсс-1000 САО РАН с использованием многорежимного фотометра-поляриметра (MMPP, Емельянов и др., 2019). Наблюдения проводились с использованием трех среднеполосных фильтров, SED470, SED540 и SED656, с центральными длинами волн 4700, 5400 и 6560 Å и шириной пропускания 100 Å. В полосу пропускания этих фильтров попадают линии излучения HeII λ4686 Å, Hα и участок непрерывного спектра, не содержащий сильные эмиссионные или абсорбционные линии. Каждое исследуемое поле наблюдалось последовательно в трех фильтрах 470, 540 и 656 с экспозициями 300, 240 и 240 с по три цикла. Всего было проведено 13 ночей наблюдений в различных погодных условиях. Также проводились поляриметрические наблюдения отдельных объектов в белом свете, с поляроидом и фазовой пластинкой $\lambda/4$.

Обработка фотометрических и поляриметрических наблюдений проводилась в автоматическом режиме с использованием программ SExtractor (Бертин, Арно, 1996), Astrometry (Ланг и др., 2010), PSFEx (Бертин, 2011). Результаты наблюдений хранятся в базе данных 3BS на сайте обсерватории САО РАН[1] .

РЕЗУЛЬТАТЫ

Выбор объектов для наблюдений проводился путем анализа их кривых блеска из базы данных CRTS DR1 (Дрэйк и др., 2009). Отбирались звезды с высокой амплитудой переменности ($>0\overset{m}{.}5$), без пикообразной вспышечной активности. В результате наблюдательные данные были получены для 84 отобранных звездных площадок. Только два объекта CRTS CSS131014 J005347+405549 и CRTS CSS110920 J153024+220646 (далее CSS131014 и CSS110920) оказались интересны для более детального изучения.

[1] https://www.sao.ru/3BS/

Кривая блеска объекта CSS131014[2] показывает суточную переменность в диапазоне $V = 18\overset{m}{.}5 - 19\overset{m}{.}5$ и несколько увеличений яркости до 18^m и 17^m. По данным 3BS (см. табл. 1), объект удовлетворяет предложенным критериям отбора кандидатов в поляры (Габдеева и др., 2020). Тем не менее для подтверждения классификации объекта были проведены дополнительные поляризационные наблюдения с целью обнаружения круговой поляризации оптического излучения. В результате анализа 1.5-часового ряда наблюдений мы не обнаружили у объекта CSS131014 поляризацию излучения на уровне 0.3%.

В обзоре неба LAMOST (Жанг и др., 2019) имеется спектр[3] этого объекта с низким разрешением ($R = 1800$ на $\lambda = 5500$ Å) в диапазоне длин волн ($\lambda = 3700 - 9100$ Å), в котором наблюдается выраженный голубой континуум с сильными широкими ($FWHM = 20$ Å) двухпиковыми эмиссионными линиями водорода серии Бальмера, нейтрального и ионизованного гелия. Двухпиковая форма профилей линий и доминирование линий HeII $\lambda 4686, 5411$ Å над линиями нейтрального гелия указывают на наличие в CSS131014 высокотемпературного ($T_e \geq 30\ 000$ К) оптически тонкого в континууме аккреционного диска. Анализ временных рядов кривых блеска встроенными в базу данных CRTS[4] программами показал два наиболее вероятных орбитальных периода $P_{\rm Orb} = 0\overset{d}{.}28914(9)$ и $P_{\rm Orb} = 0\overset{d}{.}35147(3)$. Приняв наиболее вероятную для катаклизмических переменных массу аккретора $M_1 = 0.75 \pm 0.10\ M_\odot$ и значение периода $P_{\rm Orb} = 0\overset{d}{.}28914$, мы получили оценку массы донора $M_2 = 0.94 \pm 0.04\ M_\odot$ (Жирарди и др., 2000) в предположении заполнения им своей полости Роша и нахождения на Главной последовательности нулевого возраста. Соответствующие значения радиуса и эффективной температуры звезды составили $R_2 = 0.84 \pm 0.04\ R_\odot$ и $T_{\rm eff} = 5400 \pm 180$ К (Жирарди и др., 2000), а отношение масс компонент $q = \frac{M_1}{M_2}$ варьируется в пределах $q = 0.66 - 0.94$. Таким образом, CSS131014 должна содержать крупную и яркую вторичную компоненту, излучение которой сравнимо с излучением оптически тонкого аккреционного диска. В спектре объекта мы обнаружили абсорбционные детали на длинах волн $\lambda = 4270 - 4320$ Å (G-полоса CH

[2] http://nesssi.cacr.caltech.edu/catalina/20131014/1310141400044134796.html

[3] http://dr4.lamost.org/spectrum/view?obsid=279513203

[4] http://nunuku.caltech.edu/cgi-bin/getcssconedb_release_img.cgi

Таблица 1. Звездные величины и показатели цвета объектов CSS131014 и CSS110920

Объект	Mag SED540	SED470-SED540	SED540-SED656
CSS131014	17.86 ± 0.01	-0.11	0.27
	18.54 ± 0.02	-0.31	0.19
	19.33 ± 0.04	0.21	0.67
CSS110920	19.64 ± 0.05	0.32	-0.15
	19.40 ± 0.05	0.26	-0.20
	19.53 ± 0.05	0.06	-0.18

и TiI), $\lambda = 5159{-}5190$ Å (триплет MgI) и $\lambda = 3885{-}3899$ Å (дублет NaI), формирующиеся в атмосфере G-карлика с температурой $5000\ \text{K} \leq T_e \leq 6000$ K. Перечисленные характеристики донора в CSS131014 позволяют предположить ее принадлежность к карликовым новым типа U Gem или Z Cam. Малая амплитуда 1^m и достаточно высокая частота вспышек $\text{MHD}_{\text{bursts}} = 55162$, 56569 (CRTS), 57003 (LAMOST), 58824 (3BS) подтверждают данную классификацию. В обзоре Моралес-Руеда и Марша (2002) представлен спектр карликовой новой EX Dra типа U Gem во время вспышки 2001 г., аналогичный спектру CSS131014. Однако доминирование линий HeII говорит о нахождении системы в высоком состоянии с очень горячим аккреционным диском, что более характерно для типа Z Cam. В последней версии каталога Риттера и Колба (2004) представлена информация о 13 таких системах, параметры которых аналогичны CSS131014.

Кривые блеска объекта CSS110920[5] , по данным каталога CRTS, показывают суточную переменность с амплитудой 1^m и квазисинусоидальную долговременную переменность среднего блеска в диапазоне $V = 18^m{-}19\overset{m}{.}5$. Измерения в рамках программы 3BS представлены в табл. 1. Объект не показал ожидаемой переменности блеска и показателей цвета. Однако имеющиеся спектры[6] объекта CSS110920 в обзоре неба SDSS ($\lambda = 3000{-}10\,400$ Å) показывают голубой континуум с сильными узкими ($FWHM = 6$ Å) однопиковыми эмиссионными линиями водорода серии Бальмера, нейтрального и ионизованного гелия и более тяжелых элементов. Всего в обзоре SDSS имеется 5 спектров в ночи MHD=55 649 (3 спектра) и 55 650 (2 спектра). Лучевые скорости, измеренные по ядрам эмиссионных линий Hβ и He II λ4686 Å, варьировались от -200 ± 20 до 180 ± 20 км/с. Значения лучевых скоростей линий в соседние ночи имеют одинаковый тренд на уменьшение. В итоге мы пришли к выводу, что спектры получены в близкие фазы орбитального периода. Определить примерное значение орбитального периода по этим данным не удалось. На суммарном спектре видны линии циклотронного излучения, сглаженные вследствие усреднения. Поэтому мы исследовали спектры по отдельности для выделения наиболее контрастных и четких линий циклотронного излучения.

Моделирование циклотронных спектров проводилось на основе однородной модели излучающей области (см., например, Колбин, 2019). Эта модель характеризуется напряженностью магнитного поля B, электронной температурой T_e, углом между линией магнитного поля и лучом зрения θ и параметром $\Lambda = \omega_p^2 l/\omega_c c$, где l — геометрическая глубина излучающей области вдоль луча зрения, а ω_p и ω_c — плазменная и циклотронная частоты соответственно. Варьирование в широких диапазонах параметров B, T_e, θ и Λ не привело к удовлетворительному описанию наблюдаемых спектров. По этой причине мы усложнили модель, путем включения в нее источника спектра Рэлея-Джинса. Область допустимых оценок оказалась сильно вытянутой по параметрам T_e, θ и Λ и исключает их однозначное определение. Удовлетворительное описание наблюдаемых спектров достигается для напряженности магнитного поля $B = 32 \pm 2$ МГс. На рис. 1 показаны результаты моделирования трех спектров CSS110920 для температуры $T_e = 25$ кэВ. Вышеперечисленные факты позволяют однозначно классифицировать объект CSS110920 как поляр.

[5] http://nesssi.cacr.caltech.edu/catalina/20110920/1109201210794130197.html

[6] http://skyserver.sdss.org/dr12/en/get/SpecById.ashx?id=4446402577529761792

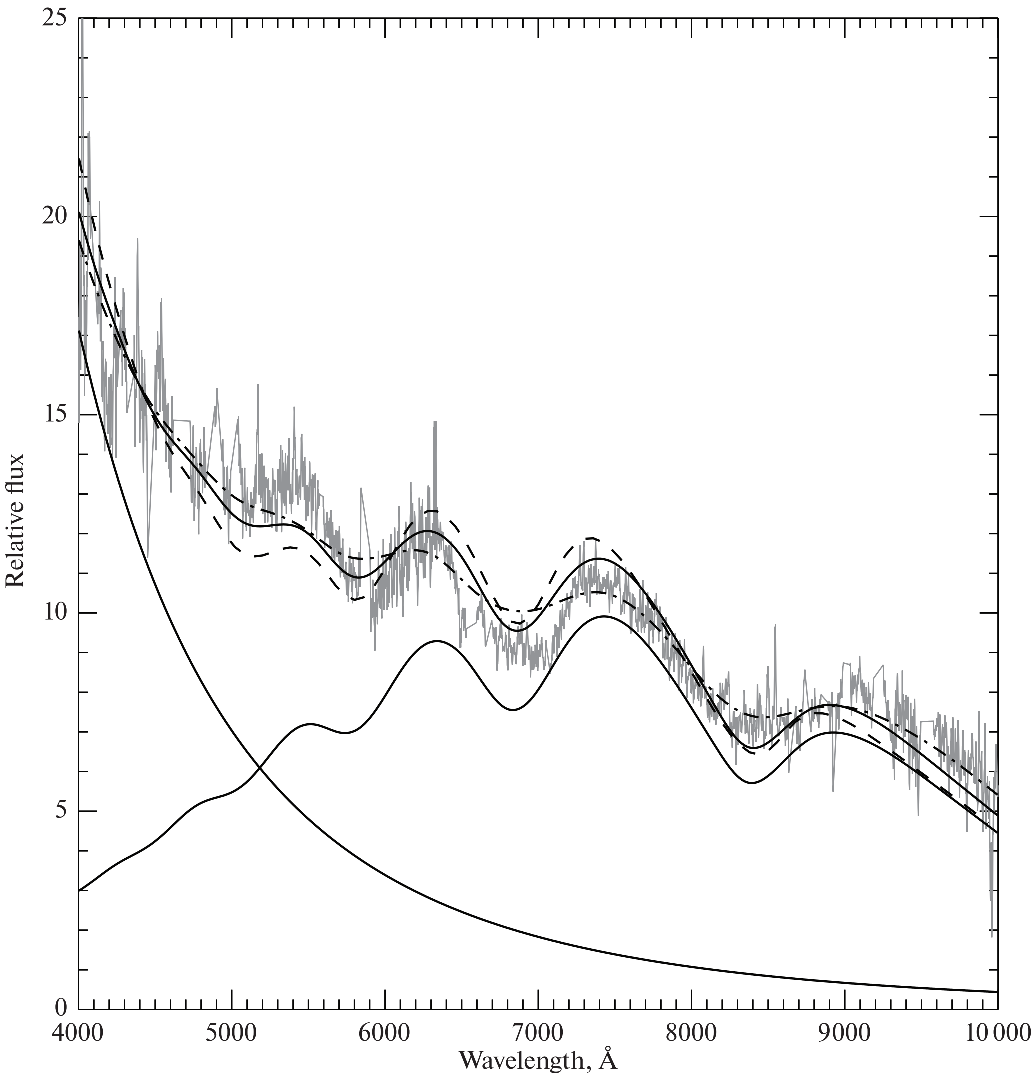


Рис. 1. Наблюдаемый (серая линия) и теоретические спектры CSS110920. Показаны Рэлей-Джинсовская и циклотронная составляющие, рассчитанные для температуры $T_e = 25$ кэВ, и итоговый теоретический спектр (сплошные линии). Также показаны примеры описания наблюдаемого спектра с температурами циклотронной составляющей 15 кэВ (штриховая линия) и 35 кэВ (штрихпунктирная линия).

Дополнительно мы провели анализ временных рядов имеющихся кривых блеска. Встроенные в базу данных CRTS процедуры поиска орбитального периода[4] не дали положительного результата. Для дальнейшего исследования мы выделили фотометрические данные для более высокого состояния яркости объекта $\langle V \rangle \approx 18^m$. Анализ временных рядов проводился программой Горанского EFFECT[7]. Пик спектра мощности, вычисленный методом Лафлера и Кинмана (1965), соответствовал периоду $P_{\rm Orb} = 0\overset{d}{.}054437 \pm .000001$. Он сопровождался двумя суточными алиасами $P_{\rm Orb} = 0\overset{d}{.}051619$ и $P_{\rm Orb} = 0\overset{d}{.}057571$. Полученная орбитальная кривая блеска имеет квазисинусоидальную форму с амплитудой 1^m (рис. 2). Такая кривая блеска свойственна полярам с углом наклона системы 45°–60° (см., например, кривые блеска EF Eri в работе Уильям, Хильтнер, 1982, или V347 Pav в Бейлей и др., 1995).

[7] http://www.vgoranskij.net/software/

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен поиск кандидатов в поляры из каталога катаклизмических переменных CRTS DR1(Дрэйк и др., 2014) на основе анализа их кривых блеска. За время выполнения наблюдательной программы 3BS на телескопе Цейсс-1000 с января 2019 г. по март 2020 г., в течение 13 наблюдательных ночей были исследованы 84 кандидата и их звездные площадки. Получена фотометрия звезд

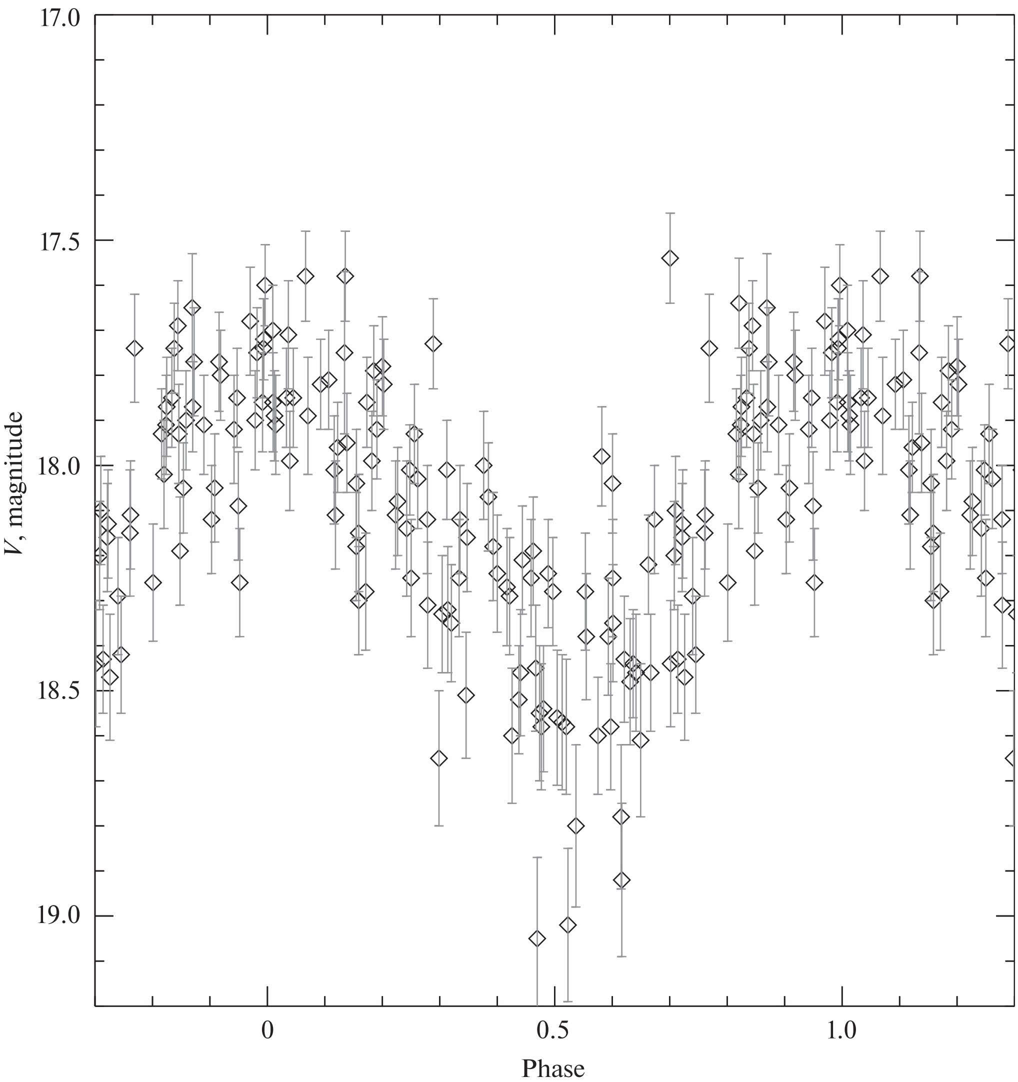


Рис. 2. Кривая блеска объекта CSS110920 в высоком состоянии, свернутая с найденным орбитальным периодом.

поля с использованием фильтров SED 470, 540 и 656 с предельной яркостью до 20^m. В процессе ее анализа была обнаружена карликовая новая CSS131014, наблюдавшаяся во время вспышки. Наблюдаемые особенности спектра позволили сделать оценку массы вторичного компонента системы $M_2 = 0.94 \pm 0.04\ M_\odot$ и предположить, что система принадлежит к карликовым новым типа U Gem или Z Cam. Объект CSS110920 не показал ожидаемой переменности блеска и показателей цвета, но архивные спектры из обзора неба SDSS дают основание классифицировать его как поляр. Анализ имеющихся данных позволил определить наиболее вероятный орбитальный период системы $P_{\rm Orb} = 0\overset{d}{.}054437$ и получить оценку напряженности магнитного поля белого карлика $B \approx 32\ MG$. Мы делаем предположение, что объект не был детектирован при фотометрических наблюдениях с использованием среднеполосных фильтров вследствие своего нахождения в состоянии низкого темпа аккреции. В этом состоянии эмиссионные линии имеют низкую интенсивность, а циклотронные гармоники дают больший вклад в формирование континуума. Это может привести к равномерному распределению энергии в выбранных диапазонах спектра и уменьшению орбитальной переменности блеска.

Несмотря на отсутствие на сегодняшний день прямого детектирования поляров в рамках наблюдательной программы 3BS, мы продолжим поиск кандидатов в поляры при помощи среднеполосных фильтров. Планируется начать использовать новые 50-см телескопы САО РАН с полем зрения 1.5 угловых градуса для слепого поиска кандидатов в поляры в приполярной и близких к Млечному Пути областях, в которых отсутствует покрытие существующими фотометрическими обзорами неба.

Работа основана на наблюдательных данных, полученных на телескопе Цейсс-1000 САО РАН, при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (включая соглашение No 05.619.21.0016, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61919X0016). Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ № 18-72-00106). В.Н. Аитов благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (грант № 18-29-21030) за поддержку его участия в наблюдениях. В.В. Шиманский благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (грант № 18-42-160003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бертин (E. Bertin), Astronomical Data Analysis Software and Systems XX **442**, 435 (2011).
2. Бертин, Арно (E. Bertin and S. Arnouts), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **117**, 393 (1996).
3. Буерманн, Томас (K. Buermann and H.-C. Thomas), Adv. Space Res. **13**, 115 (1993).
4. Бэйлей и др. (J.A. Bailey, L. Ferrario, D.T. Wickramasinghe, et al.), MNRAS **272**, 579 (1995).
5. Габдеев и др. (M.M. Gabdeev, T.A. Fatkhullin, and N.V. Borisov), arXiv e-prints arXiv:2004.11764 (2020).
6. Дрэйк и др. (A.J. Drake, S.G. Djorgovski, A. Mahabal, et al.), Astrophys. J. **696**, 870 (2009).
7. Дрэйк и др. (A.J. Drake, B.T. Gänsicke, S.G. Djorgovski, et al.), MNRAS **441**, 1186 (2014).
8. Емельянов Э.В., Фатхуллин Т.А., Москвитин А.С., САО РАН, Технический отчет № 340 (2019).
9. Жанг и др. (S. Zhang, A.-L. Luo, G. Comte, et al.), VizieR Online Data Catalog J/ApJS/240/31 (2019).
10. Жирарди и др. (L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, et al.), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **141**, 371 (2000).
11. Колбин и др. (A.I. Kolbin, N.A. Serebryakova, M.M. Gabdeev, et al.), Astrophys. Bull. **74**, 80 (2019).
12. Кроппер (M. Cropper), Space Sci. Rev. **54**, 195 (1990).
13. Ланг и др. (D. Lang, D.W. Hogg, K. Mierle, et al.), Astron. J. **139**, 1782 (2010).
14. Лафлер, Кинман (J. Lafler and T.D. Kinman), Astrophys. J. Suppl. Ser. **11**, 216 (1965).
15. Моралес-Руеда, Марш (L. Morales-Rueda and T.R. Marsh), MNRAS **332**, 814 (2002).
16. Мроз и др. (P. Mróz, A. Udalski, R. Poleski, et al.), Acta Astron. **65**, 313 (2015).
17. Риттер, Колб (H. Ritter and U. Kolb), Astron. Astrophys. **404**, 301 (2004).
18. Розен и др. (S.R. Rosen, N.A. Webb, M.G. Watson, et al.), Astron. Astrophys. **590**, A1 (2016).
19. Стокман и др. (H.S. Stockman, G.D. Schmidt, and D.Q. Lamb), Astrophys. J. **332**, 282 (1988).
20. Уильям, Хилтнер (G. Williams and W.A. Hiltner), Astrophys. J. **252**, 277 (1982).
21. Уорнер (B. Warner), Polars. In Cataclysmic Var. Stars 307 (2003).
22. Хонда и др. (M. Honda, K. Osawa, K. Osada, et al.), IAU Circ. **2826**, 1 (1975).
23. Хоу и др. (Wen Hou, A.-li Luo, Yin Bi Li, et al.), Astron. J. **159**, 18 (2020).
24. Шкоди и др. (P. Szkody, S.F. Anderson, K. Brooks, et al.) Astron. J. **142**, 181 (2011).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2020, том 46, № 7, с. 520–532

ГРАФОДИНАМИКА АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА: КОМПЛЕКСЫ МОРСА–СМЕЙЛА И МУЛЬТИМАСШТАБНЫЕ ГРАФЫ МАГНИТОГРАММ

© 2020 г.

В. В. Алексеев[1,2], Н. Г. Макаренко[2,3*], И. С. Князева[2,3,4]

[1]*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль, Россия*

[2]*Главная (Пулковская) обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

[3]*Институт информационных и вычислительных технологий КН МОН РК, Алматы, Казахстан*

[4]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 14.02.2020 г.

После доработки 26.05.2020 г.; принята к публикации 26.05.2020 г.

Обсуждается модель эволюции Активной Области (АО), в которой граф, построенный на особых точках поля, кодирует магнитные паттерны АО. При этом динамические сценарии АО отображаются дискретной структурой сети, сформированной на максимумах, минимумах и седловых точках магнитного поля. Динамика АО приводит к перестройке графа, *графодинамике*. В работе обсуждаются два графа. Первым из них является граф комплекса Морса–Смейла. Он представляет собой клеточную градиентную модель магнитного поля, каждая клетка которого содержит максимум, минимум и две седловых точки. Комплекс Морса–Смейла допускает упрощение (редактирование) с предписанной детальностью, которое сохраняет топологию поля. Второй граф кодирует динамику АО сразу на разных масштабах, в так называемом Scale-Space. Это пространство образовано последовательностью сверток исходной магнитограммы с гауссовским ядром, так что масштаб размытия является его дополнительной координатой. В каждом слое Scale-Space рассматриваются неморсовские особые точки, с вырожденным гессианом и лапласианом. Кривые, соединяющие эти точки в разных масштабах, образуют критические пути, вершины которых называют топ-точками. Полученный на этих точках граф кодирует структуру вырожденных структур поля АО на разных масштабах. В статье предлагается эффективный способ вычисления критических путей с помощью множества Якоби. Можно полагать, что предвспышечные режимы связаны со значительным изменением топологии поля, которая управляет графодинамикой. Следовательно, они должны сопровождаться заметными вариациями спектра собственных значений дискретного лапласиана графа (матрицы Кирхгофа–Лапласа). В качестве примера приводится эволюция спектров этих графов, построенных по магнитограммам вспышечно-активной области АО12673. Данными служили SDO/HMI магнитограммы АО для скалярной LOS-компоненты. Обсуждается возможная связь больших вариаций спектра с последующими X-вспышками.

Ключевые слова: комплекс Морса–Смейла, дискретный лапласиан, графодинамика, активные области, магнитограммы, солнечные вспышки.

DOI: 10.31857/S0320010820070013

ВВЕДЕНИЕ

Динамика магнитных полей в активных областях (АО) отслеживается в изменениях геометрии и топологии наблюдаемых паттернов магнитограмм. Выделение предвспышечных режимов основано, как правило, на выборе подходящих признаков (дескрипторов), описывающих сложность наблюдаемых паттернов в пространстве и во времени. Выбор опирается на богатую наблюдательную феноменологию, дополненную теоретическими соображениями, позволяющими “арифметизовать” магнитограммы, т.е. приписать меру ее отдельным паттернам. Объемы наборов дескрипторов, охватывающих и векторные магнитограммы, варьируются в широких пределах: от 171, где включены спиральность, фрактальная размерность и даже энергия Изинга магнитограммы (Кемпи и др., 2019), до 10 параметров АО, которые отбирались по значению их корреляций со вспышечной продуктивностью, для восьмилетней истории выборки

*Электронный адрес: ng-makar@mail.ru

(Лим и др., 2019). Корректный выбор *лучших* дескрипторов из смеси разнородных и коррелированных претендентов по критерию их корреляций со вспышками на большой временной истории вряд ли полезен на практике для предсказания вспышки в конкретной АО на интервале 1–3 дня. Тем не менее популярные в настоящее время 18 так называемых SHARP параметров выделены как раз по их прогностической эффективности (Бобра и др., 2014). Однако при построении авторегрессионных нелинейных предикторов 18-мерное пространство признаков также может оказаться чрезмерно большим вследствие эффекта концентрации меры (см. Приложение А1).

Итоги численных экспериментов *эпигноза*[1], основанные на большом числе дескрипторов и методах машинного обучения (Лиу и др., 2019), указывают пока на избыточность коррелированных характеристик и порождают сомнения в эффективности стандартных подходов к прогнозу (Лим и др., 2019). В последней дискуссии по прогнозу было указано на важность учета паттернов предвспышечной эволюции АО (Лека и др., 2019). Возможно, ключевым моментом успешного предсказания является диагностика переходов от спокойного режима “вспышки нет и не будет” к режиму “вспышечный режим начался”. Возможно, что наиболее эффективным окажется подход, комбинирующий предсказания времени начала вспышечного процесса с прогнозом общего сценария развития вспышечной активности АО (Пак и др., 2020). Таким образом, важны методы, позволяющие параметризовать эволюционную картину магнитограммы АО “в целом”.

Для этого удобно вообще отказаться от “поточечной” арифметизации магнитограммы, кодируя ее паттерны глобально, графом или сетью, накрывающей всю АО. Сеть в определенном смысле, который мы определим ниже, аппроксимирует поле АО, являясь его дискретной моделью — *остовом* или *скелетоном*. Эти термины имеют строгие определения, но в этом месте мы используем их как метафору: описание динамической геометрии скачущей лошади предлагается заменить движением некоторого ее остова из ребер, соединяющих информативные точки формы. В математике такие конструкции называют неориентированным графом. В R^2 это непустое множество вершин или 0-симплексов[2] и множество соединяющих их ребер или 1-симплексов (Молитьерно, 2016). Дополнив его гранями, т.е. 2-симплексами, заполняющими пустоты внутри замкнутых циклов, образованных ребрами, мы получим *симплициальный комплекс* (см., например, Эдельсбруннер, Харер, 2010). В физике Солнца можно найти примеры применения таких конструкций, (см., например, Ашванден, 2010). Так, диаграмму Вороного и дуальную к ней триангуляцию Делоне использовали для описания тонкой структуры фотосферных полей (Шрийвер и др., 1997), марковского моделирования хромосферных структур и машинной идентификации АО (Турмон, Мухтар, 1997, 1998).

Уточним теперь смысл, в котором граф может аппроксимировать АО. Рассмотрим сперва эту проблему на примере конечного облака точек $S = \{x_i\}_{i=1}^{N}$, случайно выбранных из компактной области в R^2. Существует несколько способов приписать “форму”, точнее набор форм, такому облаку. Можно, например, использовать альфа-формы (Эдельсбруннер и др., 1983), которые описывают облако с разной степенью детальности. Самой рафинированной формой будет оригинальное множество точек. Конечной, наиболее грубой, является минимальная выпуклая оболочка, натянутая на все точки облака методом “аркана” (Препарата, Шеймос, 1989). Последовательную детализацию можно получить, используя триангуляцию Делоне облака. Из нее последовательно извлекаются те ребра, которые являются максимальным диаметром пустого диска, не превышающего величины $2/\alpha$. Аналогичные идеи переменной окрестности точек лежат в основе построения топологического комплекса. Если $B(x_i, \varepsilon)$ — замкнутый шар (диск) радиуса ε с центром в точке $x_i \in S$, тогда их объединение $\bigcup_{x_i \in S} B(x_i, \varepsilon) \supset S$ служит покрытием Минковского для S (Макаренко и др., 2001). Нервом покрытия называют общую часть объединения $N(\varepsilon, S) = \bigcap_{x_i \in S} B(x_i, \varepsilon) \neq 0$ (Эдельсбруннер, Харер, 2010). При дилатации покрытия, т.е. синхронном увеличении радиусов всех дисков, возникают их пересечения. Заменим каждую пару пересекающихся дисков ребром, соединяющим их центры. Пересечение трех дисков заменим гранью треугольника, построенного на их центрах. Ребра и грани можно получить непрерывной деформацией — *гомотопией*[3] — элементов нерва. Конструкция, которая получится в итоге, содержит вершины, ребра и грани. Ее называют *комплексом Чеха* или *нервом покрытия*. Если пространство, из которого выбраны точки, допускает триангуляцию, и его можно стягивать к его же точкам, то теорема о Нерве утверждает, что нерв облака

[1] Таким образом, “предсказания” событий, которые уже произошли в истории АО.

[2] *Simplex* — простейший. Нульмерные или 0-симплексы — просто точки, 1-симплексы — ребра.

[3] Гомотопия — это семейство непрерывных по параметру, но необязательно однозначных отображений двух пространств. В нашем примере это пересекающиеся диски и ребро, к которому они стягиваются.

гомотопически эквивалентен его покрытию Минковского (Эдельсбруннер, Харер, 2010).

Комплекс Чеха меняется с изменением масштаба ε. Поэтому описанную выше процедуру его построения называют ***фильтрацией*** (Эдельсбруннер, Харер, 2010). Ее можно представить себе как последовательность вложенных друг в друга комплексов, визуализирующих точки облака с возрастающим масштабом разрешения. Конечным итогом фильтрации будет комплекс, состоящий из одной "закрашенной" грани. На языке топологии фильтрация позволяет описывать свойства многообразия, используя так называемые группы *гомологий* комплекса, которые характеризуются числами Бетти (β_i, $i = 0, 1, 2, \ldots$). Строгие определения можно найти в монографиях (Эдельсбруннер, Харер, 2010; Кнудсон, 2015), а здесь ограничимся простыми примерами. Числа Бетти подсчитывают число i-мерных циклов, которые нельзя стянуть в точку: они ограничивают "дыру". Рассмотрим "пустой" треугольник $[abc] \in R^2$. Мы имеем один связный объект, все точки которого эквивалентны. Это обстоятельство реферируем как $\beta_0 = 1$. Граница треугольника является 1-циклом, который нельзя стянуть в точку, поэтому полагаем $\beta_1 = 1$. Все остальные числа Бетти $\beta_i = 0$, $i \geqslant 2$. Если треугольник $[abc]$ является заполненным, т.е. является границей 2-симплекса, то $\beta_0 = 1$, но $\beta_1 = 0$, потому что грань позволяет стянуть границу в точку. Определим границу ориентированного симплекса как $\partial\,[ab] = b - a$. Таким образом, граница образована двумя точками, причем начальная берется со знаком минус. Точки являются 0-циклами, их граница равна нулю. На этом примере легко понять идею эквивалентности двух циклов, а именно: два 0-цикла гомологичны друг другу, $b \sim a + \partial\,[ab]$ потому, что различаются на границу 1-симплекса, который и позволяет их совместить. Числа Бетти дают важную информацию о топологии случайных полей, поскольку связаны с числом критических точек поля так называемыми неравенствами Морса (Фельдбрюгге и др., 2019). Первые применения гомологий к магнитограммам вспышечных АО описаны в работах Макаренко и др. (2013), Князева и др. (2015), Дешмук и др. (2020).

Выберем теперь на компактной области поля множество критических (особых) точек поля, в которых градиент обращается в нуль. Их роль в компактном описании полей была отмечена еще Джеймсом Максвеллом (1870) на примере земной топографии. В физике Солнца критические точки представляют интерес в прогностических задачах вспышечных АО (см., например, Ванг, Ванг, 1996) и для теории фотосферных полей (Жужома и др., 2017). Если построить некоторый граф на особых точках магнитограммы, то эволюция магнитного поля будет изменять его конфигурацию для АО. Таким образом, можно говорить о динамике графа или *графодинамике*. Сам термин был введен в 1997 г. Марком Айзерманом и др. для описания сложных систем в автоматике.

Предположим, что эволюция АО содержит детерминированную компоненту, которая описывается гладкой моделью, заданной в форме системы дифференциальных уравнений или, в общем случае, — группой диффеоморфизмов[4]. Для реконструкции таких моделей из наблюдений могут оказаться полезными градиентные динамические системы и относящийся к ним *граф связности Морса* (Аллили, Корриво, 2007; Аллили и др., 2007), построенные на магнитограммах. Он получается из комплекса Морса–Смейла (MS-комплекса), который разбивает поле на простые структуры — клетки (Эдельсбруннер, Харер, 2010). Каждая клетка такого комплекса содержит максимум, минимум и две седловые точки[5]. MS-комплексы с успехом применяются для топологического анализа космологических данных (см., например, Соусби, 2011; Пранав и др., 2017; Фельдбрюгге и др., 2019). Очень важно, что комплексы допускают топологическое редактирование, т.е. упрощение, основанное на идеях персистентности (Эдельсбруннер, Харер, 2010; Гюнтер и др., 2014). Первые примеры построения MS-комплексов для АО по LOS (line of sight) компонентам HMI/SDO магнитограмм приведены в нашей работе (Макаренко и др., 2016).

Другим интересным графом является конструкция, построенная в пространстве масштабов Scale-Space на критических точках с использованием теории катастроф. Это пространство получается итеративным размытием (блюрингом) оригинального изображения гауссовским ядром (Линдеберг, 2013). Степень размытия, которое определяется числом итераций, позволяет определить дополнительную координату в Scale-Space, задающую масштаб. В этом пространстве, кроме Морсовских особых точек, появляются и другие, связанные с вырождением Гессиана, матрицы вторых производных изображения. Их можно использовать для построения мультимасштабных графов, связанных с глубинными свойствами изображения и дифференциально-геометрическими инвариантами

[4]Взаимно-однозначное дифференцируемое отображение двух пространств, обратное к которому также гладкое, снабженное структурой 1-параметрической группы относительно времени.

[5]Интересно, что сами комплексы можно рассматривать как дискретные мультизначные динамические системы и использовать для анализа критических областей изображения (Аллили и др., 2007).

высокого порядка (Кёйпер, 2002). Критические пути, соединяющие последовательность критических точек на каждом масштабе, позволяют восстановить скалярное поле в смысле обратной задачи (Кантерс и др., 2005).

Для того чтобы отследить перестройку графов в процессе динамической эволюции АО, можно использовать методы спектральной геометрии. Известно, что каждому графу соответствуют несколько матриц, описывающих взаимные связи вершин и ребер. Одной из них является матрица Кирхгофа—Лапласа, которую часто называют дискретным лапласианом графа (Молитьерно, 2016). Спектр собственных значений этой матрицы легко вычислить (Чунг, Грахам, 1997). В итоге графы и их спектры дадут нам графодинамические модели магнитного поля АО, которые могут оказаться полезными в прогностических задачах.

Целью данной статьи является описание схемы построения разных графодинамических моделей АО. Мы собираемся сделать это на примере двух упомянутых выше графов следующим образом:

- привести краткий обзор идей построения MS-комплексов для магнитограмм;
- изложить оригинальную схему построения критических кривых в Scale-Space и графа на топ-точках;
- привести примеры графов Морса и графов по топ-точкам с их спектральными характеристиками для вспышечной АО.

В тексте статьи используются лишь минимальные математические сведения на уровне определений, необходимые для понимания текста. Подробности можно найти в цитируемой литературе. В Приложении статьи приводятся некоторые математические детали.

ТЕОРИЯ МОРСА И MS-КОМПЛЕКСЫ

Эвристическая идея MS-комплекса заключается в построении сети кривых, касательными к которым являются градиенты поля. Линии соединяют критические точки поля так, что образуются два семейства: восходящее многообразие, согласованное с возрастанием градиента, и нисходящее многообразие, линии которого согласованы с убыванием градиента. Первое семейство можно представить себе интегральными линиями, которые соединяют седловые точки и максимумы поля. Второе семейство соединяет интегральными линиями минимумы и седла. Пересечение этих линий, называемых критическими, разбивает поле на клетки, которые и образуют MS-комплекс (Кнудсон, 2015). Топология каждой клетки предельно простая: она содержит два седла, максимум и минимум. Напомним, что характеристика Эйлера определяется формулой $\chi = \#(\max) - \#(saddles) + \#(\min)$, в которой символ # означает "целое число". (Эдельсбруннер, Харер, 2015). Поскольку седла и экстремумы имеют топологические идексы разных знаков, общий индекс клетки равен нулю. Аналогом может служить гауссовское поле, для которого число седел в среднем равно сумме максимумов и минимумов.

MS-комплекс получил свое название по именам двух математиков: Стивена Смейла, который изучал топологию динамических систем, и Марстона Морса, который исследовал связи топологии гладких многообразий и свойства функций, на них заданных.

Формально пусть $f : M \to R$ — гладкая вещественнозначная функция, определенная на гладком компактном многообразии M, $\dim M = 2$. Рассмотрим ее градиентное поле: $\nabla f \equiv \operatorname{grad} f$. Кривая $\gamma : [0,1] \to M$ называется интегральной кривой, если для каждой точки $p \in \gamma$ ее касательный вектор совпадает с градиентом. Точки $\lim_{t\to-\infty} \gamma(t)$ и $\lim_{t\to+\infty} \gamma(t)$ называют начальной и конечной точкой интегральной кривой $\gamma(t)$, соответственно, в том случае, если пределы существуют (Кнудсон, 2015). Точку p, в которой $\nabla f|_p = 0$, называют критической. Она является невырожденной, если детерминант ее гессиана $H(p) = \left\{\partial^2 f/\partial x_i \partial x_j\right\}|_p$ не равен нулю. Тип невырожденной особой точки — минимум, максимум или седло — определяют собственные значения гессиана. Точнее, число отрицательных собственных значений гессиана называют индексами Морса для критических точек. В случае двумерного поля индексы совпадают с числом неустойчивых направлений в окрестности критической точки. Для максимума оба направления неустойчивы; для седла неустойчивым является одно направление, и, наконец, минимум не имеет неустойчивых направлений. Поэтому индексы Морса равны 0, 1 и 2 для минимума, седла и максимума соответственно. Функция f называется *морсовской*, если все ее критические точки невырождены (Кнудсон, 2015). Интегральные кривые морсовской функции имеют следующие свойства (Соусби, 2011):

- каждая интегральная кривая начинается и кончается в критической точке.
- Существует единственная интегральная кривая, проходящая через каждую точку $p \in \in M$; две различные интегральные кривые не пересекаются, но могут иметь общее начало

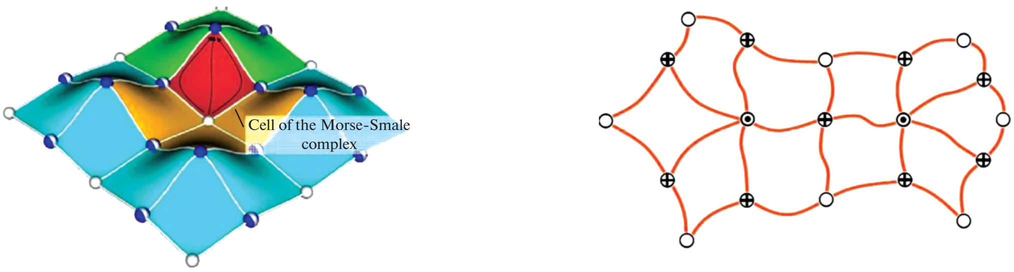


Рис. 1. Клетки MS-комплекса (слева) и скелетон (справа) (рисунок из работы Соусби, 2011). Седла маркированы кружком с крестом.

и/или конец. Интегральная кривая, проходящая через критическую точку, вырождена в этой точке.

- Множество всех интегральных кривых покрывают все M и индуцируют отношение эквивалентности на M: $p, p' \in M$ эквивалентны, тогда и только тогда, если интегральные кривые γ_p и $\gamma_{p'}$, проходящие через p и p', имеют общие начало и конец.

Перечисленные условия определяют разбиение многообразия M на клетки, которые образуют MS-комплекс. Интегральные кривые, соединяющие максимумы с седлами и седла с минимумами, образуют 1-мерный *скелетон* MS-комплекса и называются дугами комплекса (рис. 1).

Численные алгоритмы для реализации MS-комплекса основаны на дискретном варианте теории Морса (Кнудсон, 2015), в котором критические точки функции Морса кодируются симплексами с размерностью, совпадающей с ее индексом Морса $m_{\{i\}}$, $\{i\} = \min, \max, sad$. Так, минимумы ($m_{\min} = 0$) кодируются вершинами, седла ($m_{sad} = 1$) — ребрами, а максимумы ($m_{\max} = 2$) — гранями комплекса. Функция Морса задается таким образом, что в вершинах ее значения меньше, чем на ребрах, а на ребрах меньше, чем на гранях. У этого правила в каждом симплексе бывает не больше одного исключения, которое и позволяет проводить "стрелки" дискретных градиентов. Симплексы, которые не являются началами стрелок, называют критическими. Подчеркнем, что в дискретном варианте седла и максимумы являются не точками, а симплексами (Кнудсон, 2015). Дискретное векторное поле удовлетворяет определенным условиям, являющимся дискретными аналогами перечисленных выше для непрерывных полей. Известны алгоритмы для вычисления MS-комплексов по цифровым "серым" изображениям (Робинс и др., 2011), и доступны готовые пакеты программ, например, *DisPerSE* (Соусби, 2011). Мы использовали для вычислений свой, адаптированный к биполярным полям, программный комплекс, который доступен в репозитории https://github.com/thekindbeetle/topology.

Введем теперь формализм, поясняющий идею топологической персистентности, на которой основано упрощение MS-комплекса (Эдельсбруннер, Харер, 2011). Пусть $M_t = f^{-1}\left((-\infty; t]\right)$, подуровни множества уровней функции f. Когда t увеличивается, топология множеств M_t изменяется при переходе уровня t тогда и только тогда, если $f(p) = t$ для некоторой критической точки p (Кнудсон, 2015). В случае $\dim M = 2$ топологическими свойствами, или особенностями, являются только компоненты связности и "дыры", т.е. циклы, не являющиеся границами поверхности. Если какое-либо из свойств появляется на уровне t_0, то говорят, что свойство "родилось в момент t_0". Например, при прохождении седла, разделяющего два максимума, рождается вторая компонента[6]. Точно также, если дыра или компонента связности исчезают на уровне t_1, то говорят, что свойство "умерло в момент t_1". Время жизни топологического свойства, выраженное в единицах уровня $t_1 - t_0$, называют его *персистентностью* (рис. 2, слева). Пару критических точек (рождение — смерть) реферируют как *персистентную пару*. Основной идеей топологического упрощения или редактирования являются сохранение свойств с высокой персистентностью и удаление свойств с ее низкой величиной (Эдельсбруннер и Харер, 2010). Так, персистентность пары критических точек (x_1, x_4) на рис. 2 составляет $|f(x_4) - f(x_1)| > |f(x_2) - f(x_3)|$. Поэтому пару (x_2, x_3) можно сократить, "выпрямив" склон на графике от x_1 до x_4.

Топологическое упрощение содержит два шага (Гюнтер и др., 2014):

- Найти персистентную пару с наименьшим значением персистентности.

[6] Представим горизонтальную плоскость, пересекающую две горы, разделенные седлом. Ниже седла в сечении только одна компонента связности. При пересечении седла и выше их уже две.

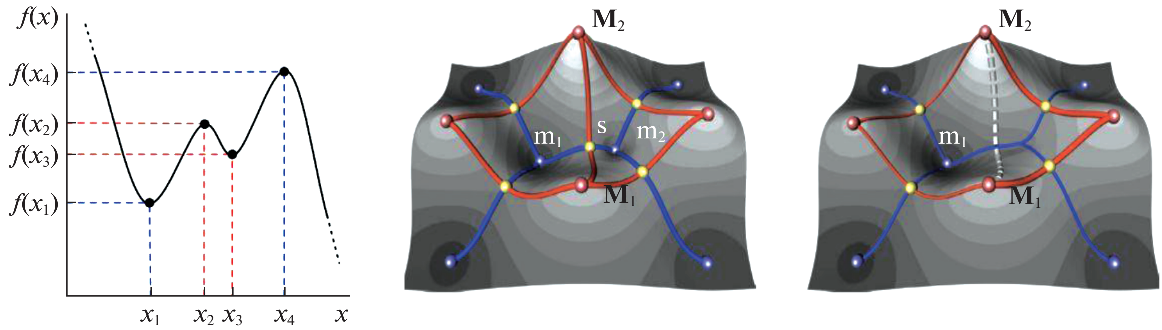


Рис. 2. Левая панель: персистентность пары критических точек (x_1, x_4) больше, чем для пары (x_2, x_3). Поэтому пару (x_2, x_3) можно сократить (пунктир). Правая панель: сокращение пары (s, m_2) седло-минимум не меняет топологию.

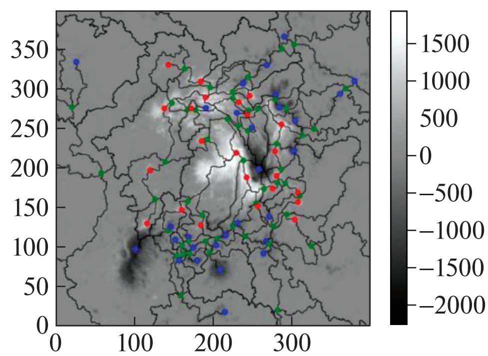


Рис. 3. Пример MS-комплекса одной из магнитограмм АО 12673 для разных уровней упрощения, сохраняющего $\chi = 0$. Минимумы — синие точки, седла — зеленые, максимумы — красные точки. Слева: $\#(\max) = 23$; $\#(\min) = 29$; $\#(sadd) = 52$. Справа: $\#(\max) = 10$; $\#(\min) = 16$; $\#(sadd) = 25$.

- Изменить значения функции f таким образом, чтобы результат имел те же критические точки, за исключением удаленной персистентной пары (см. рис. 2, справа, где значение f изменено локально, только на дуге и смежных ей клетках комплекса).

Упрощение проводится до достижения заданного порога персистентности, которым может быть естественное ограничение. Например, функция Морса на сфере не может иметь меньше двух критических точек, а на торе меньше четырех. Пример топологического редактирования магнитограммы приведен на рис. 3. Две панели отличаются разным уровнем персистентности, сохраняющим характеристику Эйлера.

Можно показать, что MS-комплекс позволяет восстановить скалярное поле в PL приближении и, следовательно, *аппроксимирует поле* АО в смысле обратной задачи (Аллеманд-Джорджис и др., 2015).

На рис. 4 приведена графодинамика АО на примере трех редактированных, с фиксированной персистентностью, MS-комплексов, разделенных часовыми интервалами. Хорошо заметно изменение конфигурации критических точек комплекса и границ клеток.

Для полученного графа можно выписать матрицу Кирхгофа—Лапласа, и тогда графодинамику можно описывать изменением ее спектра.

SCALE-SPACE, ТОП-ТОЧКИ И МНОЖЕСТВА ЯКОБИ

Основная идея масштабируемого пространства или Scale-Space заключается в последовательном размытии деталей изображения, при котором отслеживаются уровни исчезновения характерных деталей. Тем самым выявляется “глубинная” структура изображения, связанная с инвариантами высокого порядка (Кёйпер, 2002). Размытие реализуется (Линдеберг, 2013) итерацией сверток оригинального изображения $I(x)$, $x \in R^2$ с гауссовским ядром $g_t(x)$ шириной $t = \sigma^2$:

$$I_t(x) = I(x) * g_t(x) = \int\limits_{R^2} I(y) g_t(y - x) dy; \qquad (1)$$

$$g_t(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi t}} \exp\left(-x^2/2t\right).$$

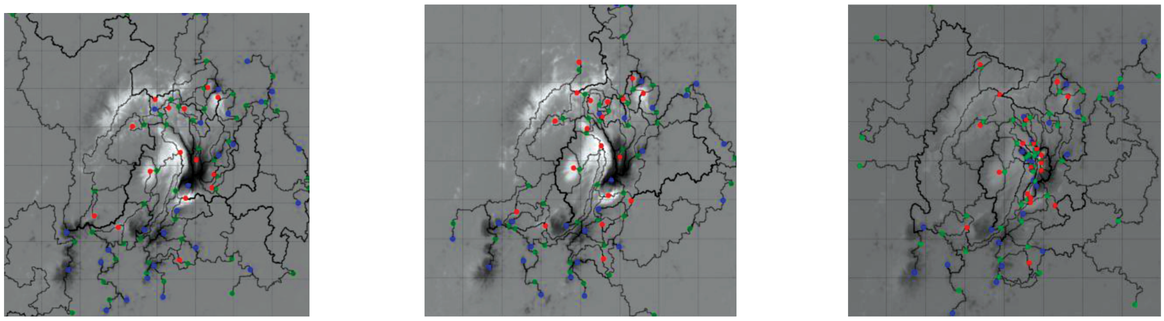


Рис. 4. Три эпизода графодинамики MS-комплекса АО 12673 с фиксированным уровнем персистентности после упрощения, разделенные часовым интервалом времени.

Свертка обладает свойством полугруппы: $g_t * g_s = g_{t+s}$, так что число итераций или, что то же самое, ширина ядра определяет масштаб деталей, которые еще сохраняются на изображении. Важным является *принцип причинности*, который утверждает, что высота максимумов с масштабом уменьшается, а минимумов, напротив, увеличиваются — изображение "уплощается". Новые элементы не могут возникнуть, не имея своих мелкомасштабных прообразов. Для случая 2D матрица вторых производных (гессиан) $I(x, y)$ содержит диагональ (I_{xx}, I_{yy}), $I_{xx} \equiv \partial^2 I/\partial x \partial x$. Так, что след Гессиана $I_{xx} + I_{yy} = \Delta I$ дает лапласиан, который равен сумме двух собственных значений. Из принципа причинности следует, что в максимумах $\Delta I < 0$ и $\partial I/\partial t < 0$, потому что их высота убывает с масштабом. В минимумах неравенства меняют знаки, так что в общем случае $(\partial I/\partial t)\, \Delta I > 0$. В предположении линейности этому условию можно удовлетворить, положив $\partial I/\partial t = \alpha \Delta I$, $\alpha > 0$. Таким образом, свертка (1) с учетом принципа причинности эквивалентна для компактной области второй краевой задаче для уравнения диффузии[7] (Линдеберг, 2013):

$$\partial I_t/\partial t = (1/2)\, \Delta I_t,\ I_0 = I(x, 0) = I(x), \tag{2}$$

где ширина ядра t играет роль времени.

Для Морсовских точек масштаб t называют *бета-устойчивым*, если его изменение в небольшом интервале приблизительно сохраняет число экстремумов (Гу и др., 2010). На этом уровне уравнение (2) позволяет оценить лапласиан как разность двух изображений:

$$\Delta I_t = 2\partial I_t/\partial t \approx I_{t+1} - I_t. \tag{3}$$

Ранжируя экстремумы лапласиана по величине, начиная с самого глубокого минимума, можно построить в Scale-Scape двудольный граф. Он называется критической сетью и образован ребрами, соединяющими каждый минимум с ближайшим к нему по величине максимумом (Гу и др., 2010). Такой граф нетрудно построить для магнитограмм вспышечных АО (Князева и др., 2016; Лукьянов и др., 2017). Его прогностическая эффективность еще не исследована детально. Заметим, однако, что временная последовательность критических сетей для магнитограмм АО будет неоднородна по масштабам, поскольку трудно выбрать для них "общий" бета-устойчивый уровень сглаживания. Кроме того, эта сеть не содержит седловых точек, которые особенно важны для описания сложности магнитных полей (Жужома и др., 2017).

[7] Другой способ доказать эквивалентность (1) и (2) записать решение (2) через функцию Грина, используя преобразование Фурье.

Рассмотрим поэтому способ построения другого графа также в Scale-Space. Идея его построения восходит к классическим результатам Джеймса Дэймона (1995) о связи гауссовского блюринга и теории катастроф. Рассмотрим, как и выше, однопараметрическое семейство (см. (1)) магнитограмм I_t (Линдеберг, 2013). Критические точки при каждом фиксированном масштабе t, очевидно, удовлетворяют условию $\nabla I_t(x, y) = 0$. *Вырожденными* называют точки (x, y, t), в которых, кроме градиента, в нуль обращается и гессиан: $\det H_{I_t}(x, y) = 0$. В вырожденных особенностях поля происходит либо появление, либо слияние пары критических точек с противоположными знаками гессиана. Кроме того, в силу уравнения (2) в Scale-Space возникают точки, для которых обращается в нуль производная по масштабу $\partial I_t/\partial t = 0$ или, что то же самое, $\Delta I_t = 0$. Понятно, что в этом случае след Гессиана обращается в нуль, а вторая диагональ должна содержать смешанные производные с разными знаками. Этой ситуации, следовательно, будут соответствовать седловые точки.

Мы ограничиваемся случаем $\det H_{I_t}(x, y) = 0$, $\nabla I_t(x, y) = 0$. При непрерывном изменении масштаба последовательность таких особых точек образует критические пути (Кёйпер, 2002; Линдеберг, 2013). Вершины критических путей называют *топ-точками,* которые служат вершинами графа, описывающими мультимасштабную структуру поля.

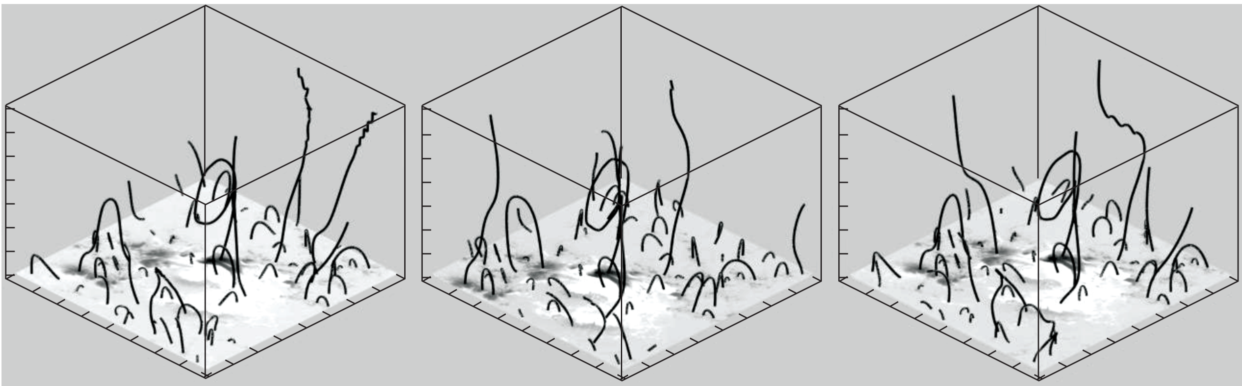


Рис. 5. Множество критических путей трех магнитограмм АО 12673, разделенных 3-часовыми интервалами. Черные линии — критические пути, т.е. траектории критических точек при изменении масштаба.

Вычисление критических путей в общем случае связано с вычислением вторых производных на дискретном носителе. Разумеется, можно использовать соотношение $I'(x) * g_t(x) = I(x) * g'_t(x)$, которое называют слабым дифференцированием, но мы поступим иначе. В этой работе мы используем оригинальный способ построения критических путей с помощью множеств Якоби.

Формально пусть f, g — функции Морса на R^2. Множеством Якоби (Эдельсбрунер, Харер, 2004) этих двух функций называют множество точек, в которых градиенты этих функций коллинеарны, т.е. векторное произведение $|\nabla f \times \nabla g| = 0$. Формально пусть f, g определены на компактном многообразии $M \subset R^2$ и допускают вычисление градиентов. Тогда множество Якоби J определяется как

$$J = \{x \in M | \nabla f(x) + \lambda \nabla g(x) = 0 \text{ или } \lambda \nabla f(x) + \nabla g(x) = 0\}. \tag{4}$$

Отсюда следует, что множество J образовано критическими точками функций $f(x) + \lambda g(x)$ либо $\lambda f(x) + g(x)$. Можно показать, что множество Якоби двух морсовских $f, g : M \to R$ является гладким вложением 1D многообразия (т.е. набора кривых) в M (Эдельсбрунер, Харер, 2004).

Определим пару функции в Scale-Space:

$$F(x, y, t) = f_t(x, y), \quad G(x, y, t) = t, \tag{5}$$

где $f_t(x, y) = f(x, y) * g_t(x, y)$, как и прежде, свертка исходной функции с гауссовским ядром (1). Нетрудно убедиться, что множество Якоби функций F, G совпадает с множеством критических путей мультимасштабного представления функции $f(x, y)$. Действительно, $\nabla G = (0, 0, 1)$. Множество Якоби состоит из точек, в которых градиенты функций F, G коллинеарны. Следовательно, множество Якоби образуют точки, для которых $\nabla F_t = 0$, т.е.

$$\partial F/\partial x = 0; \quad \partial F/\partial y = 0. \tag{6}$$

Мы реализовали алгоритм для построения критических путей, основанных на этих идеях.

На рис. 5 приведен пример построения критических путей для трех магнитограмм АО, последовательных во времени. Заметим, что множество критических путей аппроксимирует поле в смысле обратной задачи (Кантерс и др., 2005).

Существует несколько способов построения графа по топ-точкам. Один из них заключается в следующем. Будем спускаться вниз по критическому пути, уходящему в бесконечность, и последовательно подключать критические точки в порядке уменьшения масштаба. Точнее, ребра, соединяющие точки, подключаются в соответствии с триангуляцией Делоне, которая постоянно перестраивается при движении вниз по масштабам.

В качестве примера на рис. 6 показан граф, построенный согласно описанной схеме для критических путей одной из магнитограмм АО 12673. Каждому такому графу соответствует матрица Лапласа, для которой и вычисляется спектр.

ДИСКРЕТНЫЙ ОПЕРАТОР ЛАПЛАСА И ЕГО СПЕКТР

Пусть $G = \{V, E\}$ — неориентированный граф, имеющий $|V| = n$ вершин. Ради простоты обозначим его вершины натуральной последовательностью чисел $V = \{x_1, x_2, ..., x_n\}$. Говорят, что две вершины смежны, $x_i \sim x_j$, или $i \sim j$, если они инцидентны одному ребру, т.е. являются его граничными точками. Число ребер, инцидентных вершине x_i, называют ее степенью $\deg x_i$. Матрица смежности A и диагональная матрица степеней D определяются выражениями (Молитьерно, 2016):

$$A_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{если} \quad x_i \sim x_j, \\ 0 & \text{иначе}, \end{cases} \tag{7}$$

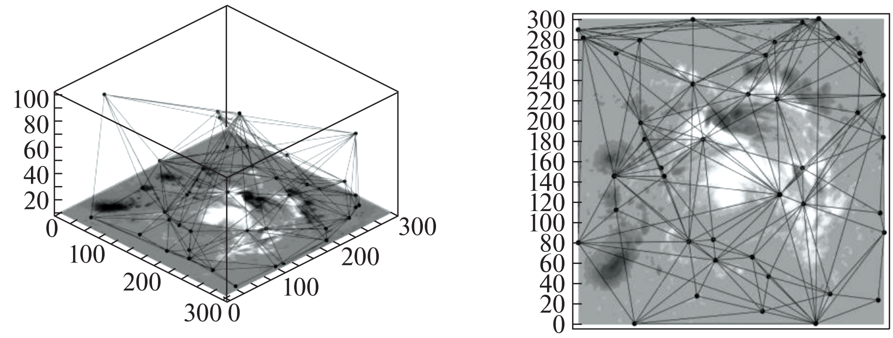


Рис. 6. Граф, построенный на топ-точках для одной из магнитограмм АО 12673. Слева 3D изображение, справа проекция на плоскость.

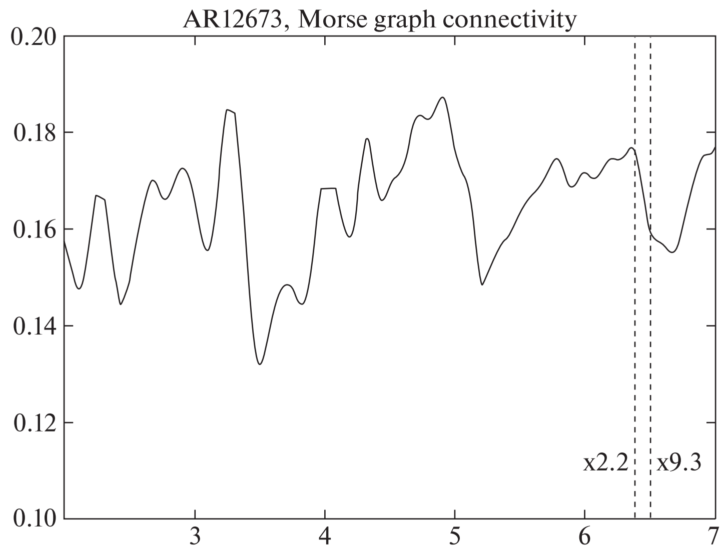


Рис. 7. Изменение сглаженной алгебраической связности дискретного лапласиана MS комплексов в интервале 3–6 сентября 2017 г. Вспышки показаны вертикальными линиями. Приблизительно за сутки до события наблюдается уменьшение алгебраической связности с последующим ее возрастанием.

$$D_{ij} = \begin{cases} \deg x_i & \text{если} \quad i = j, \\ 0 & \text{иначе.} \end{cases}$$

Дискретный лапласиан или матрица Кирхгофа–Лапласа (Молитьерно, 2016; Чунг, Грахам, 1997) является разностью $L = D - A$ или определяется выражением:

$$L_{ij} = \begin{cases} \deg i & \text{если} \quad i = j, \\ -1 & \text{если} \quad i \neq j \text{ и } i \sim j, \\ 0 & \text{иначе.} \end{cases} \tag{8}$$

Предположим, что в каждой вершине x_i графа задана функция $f(x_i)$. В простейшем случае можно положить $f(x_i) = i$. Тогда лапласианом функции в этой точке называют выражение:

$$-\Delta f(x_i) = (\deg x_i)^{-1} \sum\nolimits_{j\sim i} [f(x_j) - f(x_i)], \tag{9}$$

где сумма берется по всем вершинам $j \sim i$, инцидентным x_i. Такое определение согласуется с классическим, где лапласиан определяется усреднением функции по ее границе (см. Приложение А2). Нетрудно убедиться, что матрица (8) действительно определяет лапласиан (9) в каждой вершине. К аналогичному выражению можно прийти решением второй краевой задачи для дискретного набора точек (см. Приложения А3, А4).

Множество $\lambda_0 \leqslant \lambda_1 \leqslant \ldots \leqslant \lambda_{n-1}$ собственных значений графа L, полученных как решение уравнения $Lu = \lambda u$, называют спектром дискретного лапласиана. Напомним, что для связного графа $\lambda_0 = 0$. Поэтому мы использовали первое нетривиальное собственное значение λ_1, которое называют *алгебраической* связностью (Чунг, Грахам, 1997). Отметим, что спектр позволяет "услышать" перестройку графа, в смысле задачи Вейля-Каца (см. Приложение А5).

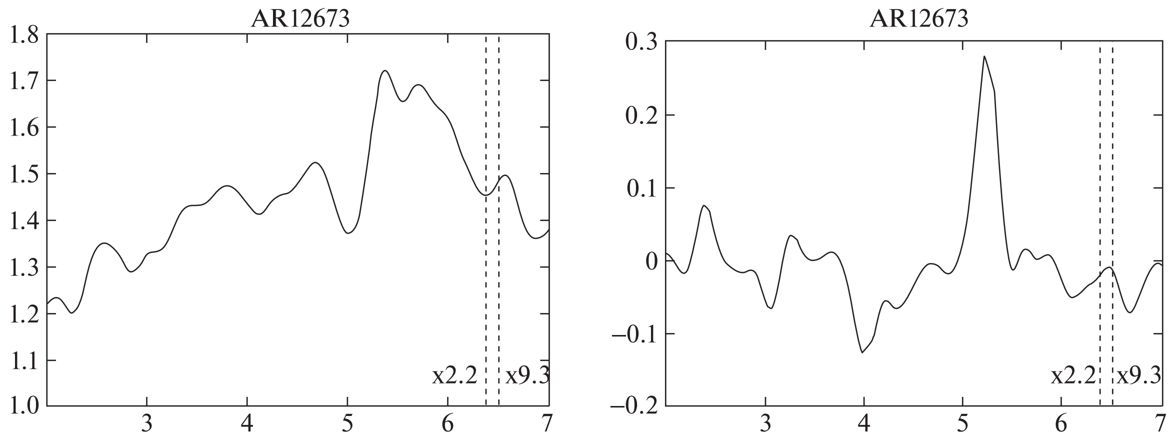


Рис. 8. Графики изменений сглаженной алгебраической связности АО 12673 (слева) и ее первой производной (справа) для графов, построенных по топ-точкам в Scale-Space. Значительные вариации кривых наблюдаются приблизительно за 1.5 сут до X-вспышек.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для численных экспериментов мы использовали LOS магнитограммы области АО 12673 (сентябрь, 2017 г.). Она имела наибольшую вспышечную продуктивность из всех АО цикла № 24 (Сан, Нортон, 2017). Активная Область продуцировала восемь вспышек класса M и четыре вспышки класса X, самой мощной из которых была вспышка X9.3 (SOL2017-09-06T11:53). За 4 ч до этого события произошла вспышка X2.2 (SOL2017-09-06T08:57).

Для последовательности HMI/SDO магнитограмм этой области с дискретом 30^{m} были вычислены MS-комплексы и графы по топ-точкам. Для каждого графа Морса был вычислен спектр дискретного лапласиана. На рис. 7 приведен график изменения алгебраической связности λ_1 этого графа за период 3–6 сентября 2017г.

Заметное уменьшение алгебраической связности, предваряющее события приблизительно за сутки, хотелось бы связать с предвспышечной динамикой. Однако такой вывод нуждается в проверке на состоятельной статистической выборке вспышечных АО.

Для сравнения на рис. 8 приведены графики изменения алгебраической связности графов на топ-точках для той же области АО12673 (слева) и ее первой производной (справа).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы использовали методы дискретной теории Морса и теории катастроф для построения топологической модели АО в форме графа Морса и мультимасштабного графа по топ-точкам в Scale-Space.

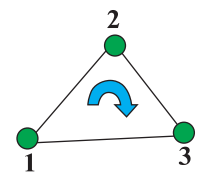
В первом случае по временной последовательности HMI/SDO магнитограмм выбранной АО 12673 для каждой из них вычислялся клеточный комплекс Морса–Смейла.

Полученные для ее магнитограмм MS-комплексы топологически редактировались для того, чтобы убрать незначимые (в смысле персистентности) флуктуации поля. Они рассматривались как градиентные модели магнитной динамики АО, которые сохраняют ее топологические свойства.

Во втором случае для той же последовательности магнитограмм с помощью множества Якоби строились критические пути в Scale-Space и граф по топ-точкам. Такой граф отражает "глубинную" структуру магнитограммы, суммируя информацию о критических точках на всех доступных масштабах.

Эволюция АО продуцирует перестройку графа. Для количественного описания графодинамики обоих графов использовался спектр дискретного лапласиана. График изменения первого нетривиального собственного значения λ_1 — алгебраической связности — демонстрирует сложное поведение для двух вариантов графов. На рис. 7 можно выделить интервалы депрессии, которые хотелось бы считать предшествующими вспышкам приблизительно за сутки. Аналогичные колебания связности демонстрируют графы, построенные по топ-точкам как в связности, так и в ее первой производной (рис. 8).

Вопрос, имеют ли обнаруженные эффекты прогностическую значимость, конечно, требует тестирования на статистически представительной выборке вспышечных АО. Заметим, что перестройка графа, а следовательно, и изменение спектра, вызывается не только движением критических точек, но и возникновением новых точек, связанных,



$$L=\begin{pmatrix}2 & -1 & -1\\ -1 & 2 & -1\\ -1 & -1 & 2\end{pmatrix}, B\equiv\partial=\begin{pmatrix}1 & 0 & -1\\ -1 & 1 & 0\\ 0 & -1 & 1\end{pmatrix}$$

Рис. 9. Полный граф $\{x_1, x_2, x_3\}$ образованный вершинами треугольника (слева), его матрицу Лапласа–Кирхгофа L и граничную матрицу $\mathrm{B}\equiv\partial$ (справа).

например, со всплытием магнитного потока. Это усложняет задачу сравнения графов: они становятся не изометричны. Одним из вариантов решения этой проблемы может быть вычисление дискретной кривизны Оливье–Риччи для графа (Самал, 2018), которая связана как со спектром дискретного лапласиана, так и числами Бетти. Она является глобальной геометрической характеристикой поля, вычисляется на ребрах графа и более устойчива к изменению числа вершин.

Наша главная цель заключалась в построении топологических моделей эволюции АО, которые допускают регулируемое упрощение, сохраняющее характеристику Эйлера. Так, MS-комплекс, как градиентная модель, позволяет отслеживать эволюцию АО в инвариантных переменных. Граф, построенный на топ-точках, отслеживает мультимасштабную динамику, опирающуюся на неморсовские особые точки. Таким образом, мы предлагаем графодинамику АО, снабженную интерфейсом дискретной римановой геометрии, как универсальную модель для описания и диагностики эволюции активных магнитных паттернов.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

А1. В пространствах большой размерности любая пара векторов, почти наверное, является ортогональной (Горбань, Тюкин, 2018). Рассмотрим функцию $f(x_1, x_2, \ldots.., x_n) \equiv f(\mathbf{x})$, $n \gg 1$ большого числа слабо связанных переменных. Ее первый член разложения в ряд Тейлора $f(\mathbf{x}+\mathbf{h}) - f(\mathbf{x}) \approx \approx (\nabla f(\mathbf{x})\cdot\mathbf{h}) + \ldots$ равен нулю, поскольку два вектора, градиент и смещение, почти наверное, ортогональны. Следовательно, $f(\mathbf{x}+\mathbf{h}) = f(\mathbf{x})$, т.е. наша функция — постоянная (Зорич, 2014), и любой нелинейный многомерный предиктор, реализуемый, например, с помощью нейросети, приведет к инерционному прогнозу.

А2. Пусть $f(x)$ дважды дифференцируема в окрестности точки x_0. Используя ее разложения в ряд Тейлора в окрестностях x_0 для $f(x_0+h)$ и $f(x_0-h)$, легко получить выражение для второй производной (одномерный лапласиан):

$$f''(x_0) = \lim_{h\to 0}\frac{1}{h^2}\Big\{\left[f(x_0+h) - f(x_0)\right] + \left[f(x_0-h) - f(x_0)\right]\Big\}.$$

Практически очевидна аналогия с (9): лапласиан вычисляется как арифметическое среднее разностей функции в x_0 и ее значений на границах интервала.

А3. Рассмотрим полный граф $\{x_1, x_2, x_3\}$, образованный вершинами треугольника, его матрицу Лапласа–Кирхгофа L и граничную матрицу $\mathrm{B}\equiv \equiv\partial$ (рис. 9). Последняя описывает вершинно-реберные отношения. Пусть $p = (\mathbf{x}, \mathbf{e})$ — функция, определенная на парах вершина-ребро $\mathbf{e} = = [x_a, x_b] \equiv [a, b]$, так что $p = (x_a, \mathbf{e}) = +1$, $p = = (x_b, \mathbf{e}) = -1$, где знак зависит от того, является ли вершина началом или концом ребра. Тогда

$$B_{ij} = \begin{cases} p(x_i, \mathbf{e}_j), \\ 0 \quad \text{если} \quad x_i \notin \mathbf{e}_j. \end{cases}$$

Легко убедиться, что: $\partial\equiv B$; $\partial\cdot\partial^T = \Delta = L$. Кограничный оператор ∂ является аналогом оператора ∇для функций.

Умножение вектора $(x_1, x_2, x_3)^T$ на полный граф $\{x_1, x_2, x_3\}$, образованный вершинами треугольника, его матрицу Лапласа–Кирхгофа L и граничную матрицу $\mathrm{B}\equiv\partial$, действительно дает дискретные лапласианы (9) функции $f(x_i) = i$ в вершинах графа:

$$-2x_1 + x_2 + x_3 = (x_2 - x_1) + (x_3 - x_1) = \Delta(x_1),$$
$$x_1 - 2x_2 + x_3 = (x_1 - x_2) + (x_3 - x_2) = \Delta(x_2),$$
$$x_1 + x_2 - 2x_3 = (x_1 - x_3) + (x_2 - x_3) = \Delta(x_3).$$

А4. Покажем теперь, что (9) является дискретным аналогом классического уравнения диффузии

$$\Delta u(x,t) = \frac{\partial}{\partial t}u(x,t) \qquad \text{(A4.1)}$$

с начальными условиями $u(x,0) = f(x)$. Решение удобно записать (Розенберг, 1997), используя тепловой оператор (ядро)

$$u(x,t) = \int\limits_S H^t(x,y)f(y)d\mu(y); \qquad \text{(A4.2)}$$

$$\int_S H^t(x,y)d\mu(y) = 1.$$

Здесь интеграл берется по подходящей мере Лебега, $H^t(x,y)$ — обычно гауссовское ядро, а $u(x,t)$ измеряет температуру в точке x в момент $t>0$ вызванной единицей тепла, помещенной в начальный момент в точку y. Перепишем уравнение (A3.2) в виде

$$\Delta u(x,t) = \frac{\partial}{\partial t}\int_S H^t(x,y)f(y)d\mu(y) \qquad \text{(A4.3)}$$

и аппроксимируем производную справа, разностью решения (A3.2) и начального значения:

$$\Delta u(x,t) = \qquad \text{(A4.4)}$$

$$= \lim_{t\to\infty}\frac{1}{t}\left(\int_S H^t(x,y)f(y)d\mu(y) - f(x)\right) =$$

$$= \lim_{t\to\infty}\frac{1}{t}\int_S H^t(x,y)\left(f(y)-f(x)\right)d\mu(y).$$

Здесь использовано условие нормировки ядра и тот факт, что $f(x)$ не зависит от переменной интегрирования. Тогда для дискретного набора точек (вершин) графа и гауссовского ядра нетрудно получить (Розенберг, 1997):

$$\Delta u(\mathbf{x}) \approx \sum_{\mathbf{y}_i\sim\mathbf{x}} e^{-\frac{|\mathbf{x}-\mathbf{y}_i|^2}{4t}}\left(f(\mathbf{y}_i)-f(\mathbf{x})\right), \qquad \text{(A4.4)}$$

где сумма включает все вершины $\mathbf{y}_i$, инцидентные $\mathbf{x}$: $\mathbf{y}_i\sim\mathbf{x}$. Это выражение совпадает с (9) с точностью до весового множителя, которым является гауссовское ядро.

A5. Пусть $\Omega\in R^2$ — компактная область с мерой Лебега $|\Omega|$и гладкой границей $\partial\Omega$. Пусть далее $Spec(\Delta)=\{\lambda_k\}_0^\infty$ — спектр собственных значений первой краевой задачи для уравнения Лапласа: $\Delta u+\lambda u=0$; $u|_{\partial\Omega}=0$. Герман Вейль в 1911 г. получил для числа собственных значений, меньших λ, асимптотическую формулу $N(\lambda)\sim|\Omega|\,\lambda$. В связи с этим результатом Марк Кац (1966) предложил следующую задачу. Предположим, что Ω — мембрана или барабан и вы обладаете идеальным слухом, т.е. "слышите" весь спектр $Spec(\Delta)$ ее тонов. Формально свойство называется *слышимым*, если оно полностью определяется $Spec(\Delta)$. Какие геометрические и топологические свойства Ω можно "услышать"? Вейль показал, что можно услышать площадь барабана. Оказывается, за исключением экзотических случаев, слышимыми являются периметр $|\partial\Omega|$и число дыр в барабане. Более сложной оказалась проблема изоспектральности. Аналог этой задачи для графов обсуждается в работе (Гуткин, Смиланский, 2001).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант мол-нр № 19-32-50023) и гранта МОН РК № AP05134227.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аллеманд-Джорджис и др. (L. Allemand-Giorgis, G.P. Bonneau, S. Hahmann), *Topological Methods in Data Analysis and Visualization.* (Springer, Cham, 151, 2015).
2. Ашванден (M.J. Aschwanden), Solar Phys. **262**, 235 (2010).
3. Аллили, Корриво (M. Allili, D. Corriveau), Computer Vision and Image Understanding **105**, 188 (2007).
4. Аллили и др. (M. Allili, D. Corriveau, S. Derivière, T. Kaczynski, A. Trahan), J. Math. Imaging and Vision **28**, 99 (2007).
5. Айзерман М.А., Гусев Л.А., Петров С.В., Смирнова И.М., Автоматика и телемеханика **7**, 135 (1997).
6. Бобра и др. (M.G. Bobra, X. Sun, J.T. Hoeksema, M. Turmon, Y. Liu, K. Hayashi, G. Barnes, K.D. Leka), Solar Phys. **289**, 3549 (2014).
7. Ванг, Ванг (H.N. Wang, J. Wang), Astron. Astrophys. **313**, 285 (1996).
8. Горбань, Тюкин (A.N. Gorban, I.Y. Tyukin), Philosoph. Trans. Royal Soc. A: Mathem., Phys. and Engin. Sci. **376**, 20170237 (2018).
9. Гуткин, Смиланский (B. Gutkin, U. Smilansky), J. Phys. A: Mathemat. and General. **34**, 6061(2001).
10. Гу и др., (S. Gu, Y. Zheng, C. Tomasi)*, European Conference on computer vision*, (Springer Berlin Heidelberg, 663, 2010).
11. Гюнтер и др. (D. Günther, J. Reininghaus, H-P. Seidel, T. Weinkauf), *Topological Methods in Data Analysis and Visualization III* (Springer, Cham, 135, 2014).
12. Деймон (J. Damon), J. Different. Equat. **115**, 368 (1995).
13. Дешмук и др. (V. Deshmukh, V. Berger, T.E. Bradley, E.J.D. Meiss), J. Space Weath. and Space Climate **10**, 13 (2020).
14. Жужома и др. (Е.В. Жужома, В.С. Медведев, Н.В. Исаенкова), Нелинейная динам. **13**, 399 (2017).
15. Зорич В.А., Теория вероятностей и ее применения **59**, 436 (2014).
16. Кантерс и др. (F. Kanters, M. Lillholm, R. Duits, B. Janssen, B. Platel, L. Florack, B. ter Haar Romeny,), *Internat. Conf. on Scale-Space Theories in Computer Vision* (Springer, Berlin, Heidelberg, 431, 2005).
17. Кац (M. Kac), Am. Mathem. Mon. **73**, № 4P2, 1 (1966).
18. Кемпи и др. (C. Campi, et al.), Astrophys. J. **883**, 150 (2019).
19. Князева и др. (I.S. Knyazeva, N.G. Makarenko, F.A. Urt'ev), Geomagnet. Aeronomy **55**, 1134 (2015).

20. Князева и др. (I.S. Knyazeva, N.G. Makarenko, I. Makarenko, A Vdovina, F.A. Urtiev), Phys. Procedia **738**, 012070 (2016).
21. Кёйпер (A. Kuijper) *The deep structure of Gaussian scale space images* (PhD thesis, Utrecht Univer., 2002).
22. Кнудсон (K.P. Knudson), *Morse theory: smooth and discrete* (World Scientific Publ. Co., 2015).
23. Лека и др. (K.D. Leka, S-H. Park, K. Kusano, J. Andries, G. Barnes, S. Bingham, D.Sh. Bloomfield, A.E. McCloskey, et al.), Astrophys. J. **881**(2), 101 (2019).
24. Лим и др. (D. Lim, Y.J. Moon, J. Park, E. Park, K. Lee, J.Y. Lee, and S. Jang), arXiv preprint arXiv:1907.11373 (2019).
25. Лиу и др. (H. Liu, C. Liu, J.T. Wang, H. Wang), Astrophys. J. **877**, 121 (2019).
26. Линдеберг (T. Lindeberg) *Scale-space theory in computer vision*, (Springer Science&Business Media, 2013).
27. Лукьянов и др. (A.D. Lukyanov, N.G. Makarenko, I. Knyazeva), Phys. Procedia **798**, 012181 (2017).
28. Макаренко Н.Г., Малкова Д.Б., Мячин М.Л., Князева И.С., Макаренко И.Н., Фундаментальная и прикладная математика, **18**(2), 79 (2013).
29. Макаренко и др. (N.G. Makarenko, D.O. Park, V.V. Alexeev), Phys. Procedia **675**, 032026 (2016).
30. Макаренко и др. (N.G. Makarenko, L. Karimova, A. Terekhov, M. Novak), Physica A: Statist. Mech. Appl. **289**, 278 (2001).
31. Максвелл (J. Clerk Maxwell), Phil. Mag. Ser. 4 **40**, 421 (1870).
32. Молитьерно (J.J. Molitierno), *Applications of combinatorial matrix theory to Laplacian matrices of graphs*. (Chapman and Hall / CRC, 2016).
33. Пак Сун Хонг и др. (S-H. Park, K.D. Leka, K. Kusano, J. Andries, G. Barnes, S. Bingham, D.Sh. Bloomfield, A.E. McCloskey, et al.), Astrophys. J. **890**(2), 124 (2020).
34. Препарата Ф., Шеймос М. *Вычислительная геометрия: введение* (Мир, 1989).
35. Пранав и др. (P. Pranav, H. Edelsbrunner, R. Van de Weygaert, G. Vegter, M. Kerber, B.J. Jones, M. Wintraecken), MNRAS **465**, 4281 (2017).
36. Робинс и др. (V. Robins, P.J. Wood, A.P. Sheppard), IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence **33**, 1646 (2011).
37. Розенберг (S. Rosenberg). *The Laplacian on a Riemannian manifold*. (London Math. Soc. Student Texts, V. **31**, Cambridge 1997).
38. Соусби (T. Sousbie), MNRAS **414**, 350 (2011).
39. Сан, Нортон, (X. Sun, A.A. Norton), Res. Not. AAS **1**, 24 (2017).
40. Самал и др. (A. Samal, R.P. Sreejith, J. Gu, S. Liu, E. Saucan, J. Jost), Scientific Rep. **8**, 8650 (2018).
41. Турмон и Мухтар (M. Turmon, S. Mukhtar), Proc. IEEE Intl. Conf. Image Processing, vol. III, (CL 97-1147), 320–323 (1997); Proc. Compstat-98, Bristol, UK. (CL 98-0761), 473–478 (1998).
42. Фельдбрюгге и др. (J. Feldbrugge, M. van Engelen, R. van de Weygaert, P. Pranav, G. Vegter), J. Cosmology Astropart. Phys. **2019**, 052 (2019).
43. Чунг, Грахам (F.R. Chung, F.C. Graham), *Spectral graph theory* (No. 92). (American Mathemat. Soc. 1997).
44. Шрийвер и др. (C.J. Schrijver, A.A. van Ballegooijen, H.J. Hagenaar, R.A. Shine), Astrophys. J., **487**, 424 (1997).
45. Эдельсбруннер, Харер, (H. Edelsbrunner, J. Harer) *Computational topology: an introduction*, (American Mathematical Soc., 2010).
46. Эдельсбрунер и Харер, (H. Edelsbrunner, H. Harer), in *Foundations of Computational Mathematics* (Cambridge, 37–57, 2004).
47. Эдельсбруннер и др. (H. Edelsbrunner, D. Kirkpatrick, R. Seidel), IEEE Trans. Inform. Theory **29**, 551(1983).